Office - Patent
NOV 7 1925

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.35, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 18. Ausgegeben am 13. Oktober 1925. No. 694. Printed in Germany. 26. Jahrgang.

INHALT:

H. Baerwald, Karl Schering.

Originalmitteilungen:

Ph. Groß und O. Halpern, Über Elektrolyte in Lösungen kleiner Dielektrizitätskonstante.

H. Lenz, Zur Kenntnis der Elektronenleitung in Kristallen.

E. v. Angerer und A. Müller, Zur spektroskopischen Bestimmung der Elektronenaffinität der Halogene.

E. Alberti, W. Klemperer und H. Löwy, Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern. V.

H. Löwy, Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern. VI.

W. Kolhörster, Ein neues Fadenelektrometer.

H. Kulenkampff, Bemerkung über die Reflexion von Röntgenstrahlen an Bromkaliumkristallen.

Besprechungen:

E. Back und A. Landé, Zeemaneffekt und Multiplettstruktur der Spektrallinien.

O. Knoblauch, E. Raisch, H. Hausen, Tabellen und Diagramme für Wasserdampf berechnet aus der spezifischen Wärme.

F. Bürk, Entropie des Wasserdampfes in elementarer Ableitung.

A. Brill, Vorlesungen über ebene algebraische Kurven und algebraische Funktionen.

K. Becker und F. Ebert, Metallröntgenröhren.

M. C. Neuburger, Kristallblau und Röntgenstrahlen.

A. Wigand, Luftelektrische Untersuchungen bei Flugzeugaufstiegen.

H. Neumann, Heinrich Wilhelm Dove.

H. Greinacher, Über die Konstitution der Elektrizität.

Personalien.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Elektronen-Röhren

von

Prof. Dr. H. Barkhausen

I. Band: Elektronentheoretische Grundlagen, Verstärker. Mit 54 Abbildungen. 2., umgearbeitete Auflage. 1924. VI und 140 Seiten. 8°. Ungeb. M. 4.—, geb. M. 5.50.

II. Band: Röhrensender. Mit 69 Abbildungen. 1925. VI und 118 Seiten. 8°. Ungeb. M. 4.—, geb. M. 5.50.

Eingegangene Bücher.

(Eingehende Besprechung vorbehalten. Rücksendung nicht besprochener Bücher erfolgt in keinem Falle.)

Benrath, A., Physikal. Chemie. II. Teil. 8°. X u. 192 S. Dresden, Th. Steinkopff. 1925. Br. M. 8.50, geb. M. 9.70.

v. Braun, I., Lehrbuch der organischen Chemie. 4°. XII u. 508 S. Leipzig, S. Hirzel. 1925. Br. M. 22.—, geb. M. 24.—.

Defant, A., Gezeitenprobleme des Meeres in Landnähe. (Probleme der kosmisch. Phys. VI.) Gr. 8°. VI u. 80 S. Hamburg, H. Grand. 1925. Br. M. 6.—, geb. M. 7.—, f. Abonn. br. M. 5.—, geb. M. 6.—.

Eddington, A. S., Relativitätstheorie in mathem. Behandlung. (Die Grundlehren der mathem. Wissenschaften in Einzeldarstellungen Bd. XVIII.) Gr. 8°. XIV u. 377 S. Berlin, J. Springer. 1925. Br. M. 18.—, geb. M. 19.50.

Eitel, W., Physik.-Chem. Mineralogie u. Petrologie. (Wissenschaftliche Forschungsberichte Bd. XIII.) 8°. VIII u. 174 S. Dresden, Th. Steinkopff. 1925. Br. M. 8.—, geb. M. 9.20.

Fodor, A., Die Grundlagen der Dispersoidchemie. Gr. 8°. VIII u. 280 S. Dresden, Th. Steinkopff. 1925. Br. M. 12.—, geb. M. 14.—.

Großmann, G., Physik. u. techn. Grundlagen der Röntgentherapie. (IX. Sonderband zur Strahlentherapie.) 8°. VIII u. 300 S. Berlin, Urban & Schwarzenberg. 1925. Br. M. 13.50.

Handbuch d. biol. Arbeitsmeth. Abt. IV; Tl. 6; H. 2. (Fr. Uhlmann, Funktionen des Magendarmkanals.) 8°. Lfrg. 162. S. 463–620. Mit 55 Abb. Berlin, Urban & Schwarzenberg. 1925. Br. M. 6.90.

Handbuch d. biol. Arbeitsmeth. Abt. V; Tl. 2; H. 7. (G. Pólya, Wahrscheinlichkeitsrechnung; Methoden der kleinsten Quadrate; Kollektivmaßlehre. — P. Riebesell, Biometrik u. Variationsstatistik.) 8°. Lfrg. 165. S. 669–830. Berlin, Urban & Schwarzenberg. 1925. Br. M. 6.60.

v. Iherirg, A., Maschinenkunde für Chemiker. 3. umgearb. Aufl. (Handb. d. angewandt. physik. Chemie Bd. III.) Gr. 8°. VIII u. 348 S. Mit 280 Abb. u. 7 Taf. Leipzig, J. A. Barth. 1925. Br. M. 18.—, geb. M. 20.40.

Kuhn, A., Kolloidchemie. (Breitensteins Repetitorien No. 74.) Kl. 8°. VI u. 122 S. Mit 11 Abb. Leipzig, J. A. Barth. 1925. Br. M. 4.20, geb. M. 4.70.

Nenning, A., Kosmische Dynamik. 8°. 64 S. Mit 8 Abb. im Text. 1923. München u. Zürich, Johannes Albert Mahr. M. 1.80.

Ott, L. A., Theorie und Konstantenbestimmung des hydrometrischen Flügels. 8°. 49 S. Mit 25 Abb. im Text. 1925. Berlin, Julius Springer. Geh. M. 4.50.

Planck, M., Vom Relativen zum Absoluten. 8°. 24 S. Leipzig, S. Hirzel. 1925. Geh. M. 1.25.

Schlick, M., Allgemeine Erkenntnislehre. (Naturwiss. Monographien u. Lehrbücher. I. Bd.) 2. Aufl. 8°. X u. 375 S. Berlin, Julius Springer. 1925. Geh. M. 18.–, geb. M. 19.20.

Schmidt, R., Die Ursache von Erdbeben und anderen Erscheinungen. 8°. 64 S. Wiesbaden, Heinrich Staadt. 1925. Geh. M. 2.50.

Shibusawa, M., A Description of the Damages done by the Great Earthquake of Sept. 1. 1923 to the Electrical Installations in Japan. Mit Karten u. Abb. Marunouchi, Tokyo. Japanese Electrotechnical Committee.

Störmer, C., Aus den Tiefen des Weltenraums bis ins Innere der Atome. Mit 65 Abb. 8°. 195 S. Leipzig, F. A. Brockhaus. 1925. Geh. M. 5.—, geb. M. 6.—

Wedekind, E., Kolloidchemie. (Aus Sammlung Göschen.) kl. 8°. 122 S. Mit 9 Fig. Berlin und Leipzig, Walter de Gruyter & Co. 1925. Geb. 1.25.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 18. 15. September 1925. Redaktionsschluß für No. 20 am 5. Oktober 1925. 26. Jahrgang.

INHALT:

H. Baerwald, Karl Schering. S. 633.

Originalmitteilungen:

Ph. Groß u. O. Halpern, Über Elektrolyte in Lösungen kleiner Dielektrizitätskonstante. S. 636.

H. Lenz, Zur Kenntnis der Elektronenleitung in Kristallen. S. 642.

E. v. Angerer u. A. Müller, Zur spektroskopischen Bestimmung der Elektronenaffinität der Halogene. S. 643.

E. Alberti, W. Klemperer u. H. Löwy, Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern. V. S. 644.

H. Löwy, Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern. VI. S. 646.

W. Kolhörster, Ein neues Fadenelektrometer. S. 654.

H. Kulenkampff, Bemerkung über die Reflexion von Röntgenstrahlen an Bromkaliumkristallen. S. 657.

Besprechungen:

E. Back u. A. Landé, Zeemaneffekt und Multiplettstruktur der Spektrallinien. S. 658.

O. Knoblauch, E. Raisch, H. Hausen, Tabellen und Diagramme für Wasserdampf berechnet aus der spezifischen Wärme. S. 659.

F. Bürk, Entropie des Wasserdampfes in elementarer Ableitung. S. 659.

A. Brill, Vorlesungen über ebene algebraische Kurven und algebraische Funktionen. S. 659.

K. Becker u. F. Ebert, Metallröntgenröhren. S. 659.

M. C. Neuburger, Kristallblau und Röntgenstrahlen. S. 660.

A. Wigand, Luftelektrische Untersuchungen bei Flugzeugaufstiegen. S. 660.

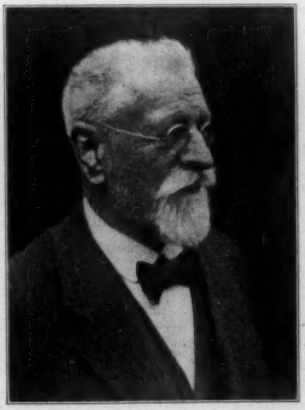
H. Neumann, Heinrich Wilhelm Dove. S. 660.

H. Greinacher, Über die Konstitution der Elektrizität. S. 660.

Personalien. S. 660.

Karl Schering.

Am 21. April ist im fast vollendeten 71. Lebensjahr Karl Schering gestorben. Am 1. Juni 1854 in Scharnebeck bei Lüneburg geboren, besuchte er die Gymnasien zu Hannover, Lüneburg und Göttingen und bezog dann die Universität Göttingen. Im Mittelpunkt der wissenschaftlichen Ausbildung stand zunächst die reine Mathematik. Sie gab das Thema zu einer ersten, im Journal für die reine und angewandte Mathematik veröffentlichten Arbeit: „Zur Theorie des Borchardtschen arithmetisch-geometrischen Mittels aus vier Elementen", mit welcher er 1878 promovierte. Daneben ging das Studium der Physik. Noch im Erscheinungsjahr der Dissertation wurde eine Abhandlung „Über die Reibungsströme" in Wiedemanns Annalen veröffentlicht, deren Gegenstand eine im Göttinger Institut bearbeitete Experimentaluntersuchung ist.



Allein seine Neigung gehörte der mathematischen Physik. Ihr wandte er sich vornehmlich zu und habilitierte sich schon im folgenden Jahre 1879 mit einer Abhandlung über die „allgemeine Theorie der Dämpfung, welche ein Multiplikator auf einen Magnet ausübt", für das Fach der mathematischen Physik. Dem ferneren Wirken in Wissenschaft und Lehre war rascher Erfolg beschieden: Das Jahr 1883 gibt ihm ein Extraordinariat für Mathematik in Straßburg, 1889 das Ordinariat für

Physik an der Technischen Hochschule in Darmstadt. Diese Stellung, verbunden mit der Leitung des Institutes, hat er bis zu seinem Übergang in den Ruhestand Oktober 1922 innegehabt.

So einfach die Linien, welche sein Lebensbild zeichnen, so schlicht, so tief innerlich bescheiden war der Charakter des Mannes. Die Einflußmöglichkeiten seiner Stellung bedeuteten ihm keine Rechte, eigenes Wollen gegenüber äußeren Hemmungen durchzusetzen. Sein Amt war ihm nur eine Pflicht. Hinter dem Pflichtgefühl tritt alles andere zurück. Er kennt nur Unterordnung unter das Ganze, bescheidenes Zurückhalten und Zurücktreten gegenüber dem Nächsten. Mit fremden Bestrebungen die eigenen zu messen, erscheint fast als Unrecht, als Verletzung des Anderen. Beinahe zu weich ist seine Natur da, wo seine Stellung etwas mehr Härte erforderte. Solche Eigenschaften ersieht dieser oder jener zu eigenem Vorteil und findet ihn auch dort, wo der Gedanke an eigenen Nutzen nie Boden gewann. Fälle dieser Art haben ihn öfter geschmerzt. Er ist ihrer Herr geworden, aber nie durch energisches Eingreifen, das andere hätte verletzen können, sondern dadurch, daß er der fremden Tendenz gegenüber einfach der blieb, der er war. Die vollkommene Güte und Lauterkeit gewann schließlich die Achtung aller. Vornehmheit des Wesens und der Gesinnung, der Hauptzug in seinem Charakter, war zugleich die Kraft, mit der er auf Menschen wirkte.

Die wissenschaftliche Arbeit Scherings leitet ein Ideal, ein oberstes, vielleicht auch einziges; Anderes verblaßt daneben. Es ist Karl Friedrich Gauß und sein Werk. Abgesehen von seiner Doktorarbeit widmet ihm Schering sein ganzes Lebenswerk. Er widmet es dem Klassizismus in der deutschen Physik und Mathematik. Schon zur Zeit seiner Habilitation beginnen die Arbeiten gemeinsam mit seinem Bruder Ernst Schering, dem Direktor des von Gauß gegründeten erdmagnetischen Observatoriums in Göttingen und Ordinarius an der Universität. Die Eindrücke, welche er hier empfängt, bestimmen sein ganzes Schaffen in der Zukunft. Von 1880—1887 erscheinen fast alljährlich Abhandlungen in den Göttinger Nachrichten, zum Teil auch in Wiedemanns Annalen, welche erdmagnetische Messungen und Beobachtungen, sowie die Konstruktion neuer erdmagnetischer Instrumente zum Gegenstand haben. Sie tragen alle das Merkmal peinlichster und gewissenhaftester Genauigkeit. Die Bestimmung der Einzelgröße in größter Exaktheit durchzuführen, ist die gestellte Aufgabe. Die Theorie dient demselben Ziel und hat rein phänomenologischen Charakter. Schönheit und Vollendung in der Form, das Kennzeichen des Klassizismus, ist oberstes Gebot. Mit Übernahme des Darmstädter Lehrstuhls und der mit ihm verbundenen Verwaltung des Instituts werden die Abhandlungen seltener. Sie endigen um 1894 und werden durch eine spätere große Arbeit ergänzt, die erdmagnetische Vermessung Hessens in den Jahren 1908—1912, welche die für Hessen noch fehlende Ergänzung des Kurvenverlaufs der charakteristischen erdmagnetischen Größen in Deutschland brachte und 1923 veröffentlicht wurde. Die Pläne und Vorbereitungen zu dieser Arbeit reichen bis in das Jahr 1891 zurück und hatten ihren Anfang in einer unveröffentlicht gebliebenen erdmagnetischen Vermessung des an der Bergstraße gelegenen Odenwald-Störungsgebietes des Frankensteins.

Die Fortschritte auf dem Gebiete der erdmagnetischen Forschung werden daneben aufmerksam verfolgt. Im „Geographischen Jahrbuch“ erscheinen von 1889—1913 im ganzen sieben Berichte, welche die Entwicklung der Kenntnisse vom Erdmagnetismus seit Gauß zum Gegenstand haben. Sehr viel Mühe und Sorgfalt widmet er der in Gemeinschaft mit Robert Haußner durchgeführten Herausgabe der mathematischen

und erdmagnetischen Werke seines Bruders Ernst Schering. Sie erscheinen als gesammelte mathematische Werke, 1902 im ersten, 1909 im zweiten Bande.

Es war zu verstehen, daß dem klassisch denkenden und fühlenden Geiste die neuen Wege nicht sehr gefielen, welche die Physik gegen Ende des neunzehnten Jahrhunderts einschlug. Thermodynamik und Elektrodynamik boten noch die Möglichkeit, weitere Gebiete durch Eleganz der Form zu beherrschen. Sie pflegte Schering in theoretischen Vorlesungen, und trug sie aus innerem Bedürfnis heraus gern und wiederholt vor. Als aber die Phänomenologie in der Physik immer mehr dem Drängen nach vorstellungsmäßigem Denken wich und die Herrschaft der rein funktionalen Abbildung in der Statistik und Quantentheorie ihre Gegner fand, erschien ihm das Neue keineswegs als das Bessere. Das Unfertige mißfiel ihm. Die Notwendigkeit, Lücken durch Postulate und Hilfshypothesen zu schließen, ließ jene klassische Formvollendung nicht aufkommen, die er liebte und von der Wissenschaft forderte. Die Elektronentheorie, die Radiologie, die Atomphysik stürmten zu rasch und mit zu fremdartigen Vorstellungsgebilden auf den ein, der gewohnt war, abstrakt, funktional zu denken. Das Bedürfnis der Teilnahme ließ nach, während die Entwicklung gerade diese Gebiete in zunehmendem Maße betonte. So ist auch diesem sonst so sonnigen, schönen Leben eine gewisse Tragik nicht erspart geblieben: die Vereinsamung. Die Jüngeren haben ihn kaum noch gekannt.

Eine Entschädigung fand er dagegen im Beruf als Lehrer und Institutsleiter, dem er sich mit voller Liebe und der ihm eigenen Gewissenhaftigkeit hingab. Exaktheit in der Beobachtung und Ausführung der Aufgaben war auch hier der Gesichtspunkt, nach dem der Unterricht geleitet wurde und wie wichtig die Lehre und Förderung des physikalischen Studiums ihm war, geht schon daraus hervor, daß die Einrichtung des Darmstädter Instituts sich fast einzig und allein nach den Erfordernissen des Unterrichts in Hörsaal und Praktikum richtete. Als Schering den Darmstädter Lehrstuhl übernahm, beschränkte sich das physikalische Institut auf wenige Räume in der ehemaligen Gewerbeschule. Unter ihm wurde im Jahre 1895 beim Neubau der Hochschule auch das physikalische Institut als selbständiger Flügel im Komplex der Laboratoriengebäude nach dem Muster Göttingens ausgebaut und 1907 erweitert. So hat er die Freude gehabt, den Erfolg seiner Mühen im Wachstum und in der Entfaltung des von ihm geleiteten Instituts belohnt zu finden.

Ein Leben, das durch die Lauterkeit der Persönlichkeit, die innere, von frommer Demut getragene Geschlossenheit des Charakters ein Beispiel war, ist zum Abschluß gekommen und aufgegangen in der Fortentwicklung dessen, dem er diente. Er ruht aus, die Grabstätte vom nahen Walde, den er liebte, umrauscht. H. Baerwald.

(Eingegangen 21. August 1925.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über Elektrolyte in Lösungen kleiner Dielektrizitätskonstante.

Von Philipp Groß und Otto Halpern.

Die folgende Untersuchung stellt einen Beitrag dar zum Verständnis für das Verhalten von Elektrolyten in Lösungsmitteln kleiner Dielektrizitätskonstante. Da die theoretisch interessanten Lösungsmittel vorwiegend organische Substanzen sind, sprechen wir kurz von organischen Lösungsmitteln. Das experimentelle Material, von P. Walden größtenteils geliefert und durchwegs zusammengestellt[1]), bezieht sich im wesentlichen nur auf binäre Elektrolyte, auf die wir uns im Folgenden beschränken wollen.

Nach dem Verhalten der Elektrolyte, die in ihnen aufgelöst werden, und nach ihrer Dielektrizitätskonstante können wir die Lösungsmittel in drei Hauptgruppen einteilen: Die erste umfaßt Lösungsmittel, deren Dielektrizitätskonstante zwischen der des Wassers und etwa 20 liegt. Das Verhalten der Elektrolyte in diesen ist nicht wesentlich verschieden von dem in den wässerigen Lösungen. Die aus den verschiedenen Methoden nach der klassischen Theorie der verdünnten Lösungen berechneten Dissoziationsgrade stimmen qualitativ untereinander überein. Quantitative Übereinstimmung wurde unter Zugrundelegung der bekannten Bjerrumschen[2]) Annahmen durch die Debyesche[3]) Theorie der starken Elektrolyte erbracht. Die zweite Gruppe, Dielektrizitätskonstante zwischen 20 und 8, stellt einen Mischtypus dar zwischen dieser ersten und der sogleich näher zu besprechenden dritten Gruppe. Zu dieser dritten Gruppe gehören die Lösungsmittel, deren Dielektrizitätskonstante etwa kleiner als 8 ist. Die osmotischen Messungen liefern, berechnet nach der klassischen Theorie, Ergebnisse, die auf keine Dissoziation in Ionen, sondern auf Vergrößerung der gelösten Moleküle[4]) hindeuten. Dagegen zeigen typische binäre Elektrolyte ein erhebliches elektrisches Leitvermögen. Die Äquivalentleitfähigkeits-Konzentrations-Kurven folgen nicht annähernd dem vom Ostwaldschen Verdünnungsgesetz geforderten monotonen Verlauf, sondern weisen Maxima und Minima auf[1]). Die klassisch berechneten Molekulargewichtsbestimmungen in den Lösungsmitteln der zweiten Gruppe zeigen bei größeren Konzentrationen Assoziation, bei kleineren Dissoziation. Die Leitfähigkeit in verdünnter Lösung hat zwar keine Maxima und Minima, folgt aber dem Ostwaldschen Verdünnungsgesetz auch größenordnungsmäßig nicht[2]).

Zur Erklärung dieses Verhaltens dienen eine Reihe untereinander nicht zusammenhängender Annahmen, die wir im wesentlichen in zwei Klassen einteilen können: Annahmen, die über die klassische Theorie der verdünnten Lösungen hinausgehen[3]) und solche, die mit der klassischen Theorie in Einklang stehen. Zu der ersten Klasse gehört vor allem die Eulersche[4]) Annahme über die Erhöhung der Dissoziationskonstante, die durch das Wachsen der Dielektrizitätskonstante infolge Salzauflösung bewirkt wird (Nernst-Thomson-Walden-Regel). Diese Annahme soll vor allem zur Deutung der Leitfähigkeitserscheinungen dienen, wurde übrigens auch zur Deutung des Verhaltens starker Elektrolyte in Wasser herangezogen. Eine zweite Erklärung, die wir noch in diese Gruppe einreihen wollen, nimmt an, daß durch Solvatation[2]), d. h. durch Verbindung des Gelösten mit dem Lösungsmittel[5]), die wahre Salzkonzentration so erhöht wird, daß die Gesetze der verdünnten Lösungen nicht mehr anwendbar sind[3]).

Die Erklärungen dieser Type also überschreiten den Rahmen der klassischen Theorie der verdünnten Lösungen. Zur zweiten Gruppe gehören alle jene Annahmen, die chemische Reaktionen des Gelösten unter sich behaupten. Die wichtigsten sind: Entstehung von Verbindungen höheren Molekulargewichts durch eigentliche Assoziation, d. h. Verbindung der neutralen Salzmolekel miteinander, und Komplexsalzbildung[6]), d. h. Verbindung der Ionen mit den neutralen Salzmolekeln. Zum besseren Verständnis des Folgenden sei daran erinnert, daß

1) P. Walden, Molekulargrößen von Elektrolyten. Dresden und Leipzig 1923; Elektrochemie nicht wässeriger Lösungen. Leipzig 1924; Leitvermögen der Lösungen, Leipzig 1924.

2) Zeitschr. f. Elektrochem. **24**, 321, 1918; Proc. Internat. Congr. Appl. Chem. Sect. X, London 1909.

3) P. Debye u. E. Hückel, Physik. Zeitschr. **24**, 185, 1923; 24, 305, 1923.

4) Z. B. W. E. S. Turner, Journ. Chem. Soc. **99**, 891, 1911; Turner u. Cauwood, Chem. News **112**, 152, 1915; P. Walden, Bull. Acad. St. Petersburg 1913, 1914, 1915.

1) P. Walden, Zeitschr. f. phys. Chem. 100, 512, 1922; vgl. weiter: P. Walden, Bull. Acad. St. Petersburg 1913, 994; A. Sachanow, Zeitschr. f. Elektrochem. **20**, 327, 1914; ebenda Diskussion mit Ch. A. Kraus.

2) P. Walden u. M. Centnerszwer, Bull. Acad. St. Petersburg 1901, **17**.

3) Wir sehen von den Erweiterungen, die den linearen Ansatz auch bei höheren Konzentrationen beibehalten, ab (F. Dolezalek, Zeitschr. f. phys. Chem. **64**, 727, 1908).

4) H. Euler, Zeitschr. f. phys. Chem. **28**, 619, 1899.

5) Vgl. auch die Auffassung Steel, Mc. Intosh u. Archibald, Zeitschr. f. phys. Chem. **55**, 179, 1906.

6) A. Sachanow, l. c.

auch diese Annahme zur Erklärung des Verhaltens starker Elektrolyte in wässeriger Lösung herangezogen worden ist[1]). Obwohl sich nicht leugnen läßt, daß diese Erklärungen in Einzelfällen, auf deren Diskussion wir hier nicht näher eingehen, zutreffen werden, so stellen sie doch, da voneinander ganz unabhängig, Erklärungsversuche dar, die jeder für sich gemacht wurden, um das Verhalten, in einem bestimmten Konzentrationsbereich und nach einer bestimmten Methode untersucht, wiedergeben zu können. Man wird alle diese Erklärungen allgemein fallen lassen müssen, wenn man einen Grund findet, um das anomale Verhalten in allen Fällen wiederzugeben.

Wir haben mit Absicht darauf hingewiesen, daß die Erklärungsversuche für die Anomalien in organischen Lösungsmitteln vielfach auch zur Deutung des Verhaltens starker Elektrolyte in wässeriger Lösung verwendet werden, das sich mit dem Ostwaldschen Verdünnungsgesetz quantitativ nicht in Einklang bringen läßt. Auf diesem Gebiet allerdings scheint der Sachverhalt nicht mehr zweifelhaft. Die Bjerrumsche Theorie der vollständigen Dissoziation unter Berücksichtigung der interionischen Kräfte hat in der von Debye und Hückel[2]) gegebenen Form durchwegs quantitative Übereinstimmung mit der Erfahrung geliefert. Der Einfluß dieser elektrischen Kräfte muß bei abnehmender Dielektrizitätskonstante auch bei unvollständiger Dissoziation immer mehr hervortreten. Wir wollen im Folgenden darlegen, daß das geschilderte anomale Verhalten in organischen Lösungsmitteln zu erwarten war und sich unter diesen Annahmen durchwegs qualitativ wiedergeben läßt. Auf eine quantitative Wiedergabe müssen wir vorläufig verzichten, da die Debye-Hückelsche Theorie auch in ihrer Erweiterung bei Berücksichtigung der Änderung der Dielektrizitätskonstante[3]) durch den Salzzusatz hier nicht mehr ohne weiteres anwendbar ist. Dies aus folgenden Gründen: Erstens darf die Reihenentwicklung in der grundlegenden Differentialgleichung

$$\Delta\psi = \frac{8\pi n\varepsilon}{D} \mathfrak{Sin} \frac{\varepsilon\psi}{\varkappa T}$$

(Bezeichnungsweise s. Debye u. Hückel) nicht mehr beim ersten Glied abgebrochen werden[4]).

Zweitens ist der Einfluß, den das Salz auf die Dielektrizitätskonstante des Lösungsmittels ausübt, sehr erheblich und die Änderung der Dielektrizitätskonstante nicht mehr proportional der Salzkonzentration[1]).

Die Debye-Hückelsche Theorie soll lediglich zur Veranschaulichung herangezogen werden, um zu zeigen, daß die Wirkung der elektrischen Kräfte Effekte analog den beobachteten hervorrufen muß. So lautet der osmotische Koeffizient, d. h. jene Zahl, mit der die Konzentration der Ionen zu multiplizieren ist, um die von ihnen gelieferte Dampfdruckerniedrigung usw. zu berechnen:

$$f_0 = 1 - \frac{\varepsilon^2\varkappa}{6DkT} \frac{\Sigma \nu_i z_i^2 \sigma_i}{\Sigma \nu_i}$$

(Bezeichnungsweise s. Debye u. Hückel).

Man sieht daraus, daß die Dampfdruckerniedrigung usw. sehr klein werden kann, ja daß der Effekt, der von den Ionen herrührt, unter Umständen negativ wird. Und zwar treten diese Fälle bei kleiner Dielektrizitätskonstante und tiefer Temperatur ein. Analoges gilt für den Aktivitätskoeffizienten.

Wir besitzen jedoch, abgesehen von statistischen und empirischen Aussagen über osmotische und Aktivitäts-Koeffizienten noch einige allgemeine Relationen der Thermodynamik, welche über die Differentialquotienten dieser Größen Aussagen machen. Wir legen eine Lösung zugrunde, bestehend aus zwei unabhängigen Bestandteilen, bezeichnet bezüglich mit den Indizes 1 und 2. Das thermodynamische Potential der ganzen Lösung lautet:

$$\left.\begin{aligned} Z = n_1\mu_1 + n_2\mu_2 = n_1(\mu_1^0 + RT\log f_1 c_1) + \\ + n_2(\mu_2^0 + RT\log f_2 c_2),\ [\mu^0 = \mu^0(p, T)] \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

(die Bezeichnungsweise ist die übliche, die Koeffizienten $f_1(c, p, T)$ und $f_2(c, p, T)$ sind durch

1) C. Drucker u. G. Riethof, Zeitschr. f. phys. Chem. III, 1, 1924.

2) l. c.

3) E. Hückel, Physik. Zeitschr. **26**, 93, 1925.

4) Auf diesen Punkt hat zuerst Hückel (Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften III, S. 214, Berlin 1924) hingewiesen. Wir haben die Integration durch sukzessive Approximation weitergeführt und dabei allerdings recht komplizierte Ausdrücke gefunden; ihre praktische Auswertung wird jedoch durch die in Punkt 2 geschilderten Bedenken vorläufig unmöglich gemacht.

1) Zur Darstellung der Beobachtungen stünden zwei Konstanten (Ionenradius und Dissoziationskonstante) und eine unbekannte Funktion, nämlich die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante von der Salzkonzentration zur Verfügung. Berücksichtigt man weiter, daß für jedes Salz nur wenige Messungen ohne Präzisionscharakter zur Verfügung stehen, so muß man wohl zum Schlusse kommen, daß der Versuch einer quantitativen Auswertung weitere Messungen zur Voraussetzung hat. Diese müßten zunächst die Dielektrizitätskonstante als Funktion der Salzkonzentration festlegen, wie dies für einige Fälle in den groß angelegten Untersuchungen der Herren P. Walden, H. Ulich und O. Werner (Zeitschr. f. phys. Chem. **115**, 177 u. **116**, 261, 1925) geschehen ist, eine weitere Voraussetzung bilden osmotische und Aktivitäts-Messungen zahlreicherer benachbarter Punkte an ein und demselben Salz in einem Lösungsmittel. Bei dem heutigen Stande wäre quantitative Übereinstimmung durch geschicktes Rechnen jederzeit zu erzielen, aber unserer Meinung nach ohne physikalischen Wert.

obige Gleichung definiert[1]), über die Größe der Konzentrationen sind vorläufig keine Voraussetzungen gemacht).

Dann gelten folgende Relationen[2]):

$$(1-c_2)\frac{\partial \log f_1}{\partial c_2} + c_2 \frac{\partial \log f_2}{\partial c_2} = 0, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial \mu_i}{\partial n_i} > 0, \; c_1 + c_2 = 1 \quad \left| \begin{array}{l} (1-c_2)\dfrac{\partial \log f_1}{\partial c_2} < 1, \qquad (3) \\ c_2 \dfrac{\partial \log f_2}{\partial c_2} > -1, \qquad (4) \end{array} \right.$$

(Stabilitätsbedingungen).

Was diese Gleichungen anlangt, so hat (2) eine bedeutende Rolle in der Theorie der starken Elektrolyte gespielt (Bjerrumsche Differentialgleichung). Für unsere Betrachtungen spielen die Ungleichungen eine größere Rolle wegen der qualitativen Natur der Überlegungen, bei denen es uns vorwiegend auf Deutung der Extrema ankommt. Nach bekannten Methoden liefert (3):

$$\left(\frac{\partial p}{\partial c}\right)_T < 0. \qquad (5)$$

Wir spezialisieren nun für so kleine Konzentrationen, daß die Molenbrüche durch Volumkonzentrationen ersetzt werden können, behalten aber die gleiche Bezeichnungsweise bei. Verstehen wir dann unter dem gelösten Bestandteil einen partiell dissoziierten binären Elektrolyten, so lautet das thermodynamische Potential der Lösung unter Einführung des Lewisschen Aktivitätskoeffizienten f[3]) (c_{Ionen}) (für beide Ionen gleich angenommen):

$$Z = n_1(\mu_1^0 + RT l c_1 f_1) + n_2'(\mu_2^{0\prime} + RT \log c_2') + n_2''(\mu_3^{0\prime} + RT \log f c_3') + n_4'(\mu_4^{0\prime} + RT \log f_4').$$

Wegen $n_3 = n_4$, $c_2 = c_1$ (Elektroneutralität), der stöchiometrischen Bedingung:

$$n_2' + n_3'' = n_2$$

und der Dissoziationsgleichung:

$$\mu_2^{0\prime} + RT \log c_2' = \mu_3^{0\prime} + \mu_4^{0\prime} + 2RT \log f c_3'$$

gilt:

$$\log c_2 f_2 = 2 \log c_3' f - F(p, T). \qquad (6)$$

Die für das Folgende wichtige Stabilitätsbedingung lautet jetzt:

$$\left(\frac{\partial c_3' f}{\partial a}\right)_{p,T} > 0 \qquad (7)$$

(a = analytische Konzentration), d. h. die Aktivität kann mit zunehmender Salzkonzentration nur wachsen.

Wir wollen nun die Tragweite dieser allgemeinen thermodynamischen Bedingungen an einigen Beispielen veranschaulichen und spezialisieren auf den Fall, daß die Koeffizienten bei gegebener Dielektrizitätskonstante und Temperatur nur Funktionen der Ionenkonzentrationen[1]) sind (d. h. Bjerrumsche Theorie der interionischen elektrischen Kräfte). Wir haben früher darauf hingewiesen, daß der osmotische Koeffizient bei kleiner Dielektrizitätskonstante negativ werden kann, was bei vollständiger Dissoziation eine Siedepunktserniedrigung statt -erhöhung zur Folge hätte; wegen (5) muß also bei kleiner Dielektrizitätskonstante entweder ein den elektrischen Kräften entgegenwirkender Einfluß auftreten (z. B. Hückel-Korrektur) oder die Dissoziation unvollständig sein. Die von den undissoziierten Molekeln hervorgerufene Siedepunktserhöhung muß den inversen Effekt der Ionen mindestens kompensieren.

Als zweites Beispiel diskutieren wir das Verdünnungsgesetz eines binären Elektrolyten unter Mitwirkung elektrischer Kräfte; dieses lautet:

$$\alpha^2 a^2 f^2(\alpha a) = K a(1-\alpha) \qquad (8)$$

(K = Dissoziationskonstante, α = Dissoziationsgrad).

Die linke Seite stellt das Produkt der Ionenaktivitäten, die rechte, die mit der wahren Dissoziationskonstante multiplizierte Aktivität des undissoziierten Bestandteiles dar. Die Ausdrücke auf beiden Seiten müssen nach dem oben Gesagten (7) mit der Salzkonzentration zunehmen. Dies liefert die beiden folgenden Ungleichungen:

$$(1-\alpha) > a\alpha' \left(\alpha' = \frac{d\alpha}{da}\right), \qquad (9)$$

$$(\alpha + a\alpha')\left(1 + a\alpha \frac{d \log f(a\alpha)}{d(a\alpha)}\right) > 0. \qquad (10)$$

Gleichung (9) ist in der klassischen Theorie eine Trivialität, da α mit zunehmendem a immer abnimmt. Bei Wirkung der elektrischen Kräfte kann der Dissoziationsgrad mit der analytischen Konzentration auch zunehmen. Wir erhalten nämlich durch Differentiation der Gleichgewichtsbedingung (8):

$$\alpha' = \frac{\alpha^2 f^2 + 2\alpha^2 a f^2 \dfrac{d \log f}{d(\alpha a)}}{2\alpha^2 a f^2 + 2\alpha^2 a^2 f^2 \dfrac{d \log f}{d(\alpha a)} + K}. \qquad (11)$$

1) Bei diesem Ansatz erhält man auch ohne Einführung „elektrischer Glieder" beispielsweise einen osmotischen Koeffizienten, der mit dem Dissoziationsgrad in engem Zusammenhang steht.

2) Vgl. z. B. K. F. Herzfeld, Enzykl. d. math. Wissensch. V, 11, Gleichung (10) und S. 960.

3) N. G. Lewis, Zeitschr. f. phys. Chem. **38**, 205, 1901; **61**, 129, 1908; J. N. Brönsted, Journ. Amer. Chem. Soc. **42**, 761, 1920; **44**, 938, 1922.

1) Lewis u. Randall, Journ. Amer. Chem. Soc. 43, 1112, 1921.

Durch nähere Diskussion dieses Ausdrucks (11) ergibt sich als notwendige und hinreichende Bedingung für Anwachsen des Dissoziationsgrades mit der analytischen Konzentration, also $\alpha' > 0$:

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{2\alpha a} < -\frac{d\log f}{d(\alpha a)} < \frac{K+2\alpha a f^2}{2\alpha^2 a^2 f^2} = \\ = \frac{1}{\alpha a}\left(1+\frac{K}{2\alpha a f^2}\right). \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

Die zweite Ungleichung (10) liefert, so lange $\alpha' > 0$:

$$\frac{1}{\alpha a} > -\frac{d\log f}{d(\alpha a)},$$

also:

$$\frac{1}{\alpha a} > -\frac{d\log f}{d(\alpha a)} > \frac{1}{2\alpha a} \quad (13)$$

und mit (9):

$$0 < \alpha + a\alpha' < 1.$$

Ungleichung (13) gibt gleichzeitig $\frac{1}{\alpha a}$ als allgemein gültige obere Grenze für $-\frac{d\log f}{d(\alpha a)}$. Ist nämlich α' positiv, so ist:

$$-\frac{d\log f}{d(\alpha a)} < \frac{1}{\alpha a} < \frac{1}{\alpha a}\left(1+\frac{K}{2\alpha a f^2}\right),$$

kommt also der oberen Grenze in (12) nicht beliebig nahe, für $\alpha' < 0$ muß $-\frac{d\log f}{d(\alpha a)}$ entweder kleiner als $\frac{1}{2\alpha a}$ sein oder ständig größer als $\frac{1}{\alpha a}\left(1+\frac{K}{2\alpha a f^2}\right)$, der Aktivitätskoeffizient würde dann im Limes für sehr kleine analytische Konzentrationen nicht im Einklang mit der klassischen Theorie gegen 1, sondern gegen ∞ gehen, was den Voraussetzungen über die elektrischen Kräfte widerspricht.

Wir wollen nunmehr im einzelnen ausführen, wie sich das empirische Material auf Grund unserer Annahme ordnen läßt. Dabei dürfen wir nicht mehr erwarten, daß die einzelnen Salze auch bei kleinen Konzentrationen dasselbe typische Verhalten wie die starken Elektrolyte im Wasser aufweisen. Auch dort zeigt sich ja bei Präzisionsmessungen ein erheblicher Einfluß individueller Größen (Ionenradius). In unserem Fall haben wir im wesentlichen drei individuelle Größen: Die Dissoziationskonstante (da wir, wie mehrfach betont, vollständige Dissoziation nicht postulieren dürfen), Änderung der Dielektrizitätskonstante durch zugesetztes Salz und den Ionenradius. Die beiden letzteren beeinflussen den Aktivitätskoeffizienten, der hier im Gegensatz zu wässerigen Lösungen (nicht völlig dissoziierter Elektrolyte) das Hauptglied darstellt, um so mehr, je kleiner die Dielektrizitätskonstante wird.

Wir beginnen mit der Besprechung der osmotischen Messungen in den Lösungen kleiner Dielektrizitätskonstante. Die beobachtete Siedepunktserhöhung (Gefrierpunktserniedrigung) beträgt entweder den vollen klassischen Wert oder nur einen Bruchteil, der bis auf wenige Prozente heruntersinken kann. In diesem zweiten Fall, dem der „Assoziation" findet sich immer elektrolytische Leitfähigkeit. Je größer die Leitfähigkeit der Salze, desto stärker ihre „Assoziation". Die geschilderten Effekte treten mit abnehmender Dielektrizitätskonstante immer stärker hervor; dieses Verhalten ist schon von P. Walden[1]) in einer empirischen Formel ausgedrückt worden:

$$x = \frac{K}{DV},$$

(x = Assoziationsgrad, V = Verdünnung, D = Dielektrizitätskonstante).

Wir sehen von solchen Salzen, wo Solvolyse, d. h. Dissoziation in neutrale Moleküle analytisch feststellbar ist (unsymmetrische Ammoniumsalze[2]) oder durch andere Gründe sehr wahrscheinlich gemacht wird (Pikrate und Azetate aromatischer schwacher Basen[3]) ab, weiter von solchen Substanzen, die auch im Wasser typische Kolloide sind (Schwermetallseifen).

Dieser Extrakt aus dem umfangreichen Versuchsmaterial zeigt das nach der Theorie der interionischen Kräfte zu erwartende Verhalten; der Beitrag der Ionen zur Siedepunktserhöhung[4]) (Gefrierpunktserniedrigung) ist klein oder sogar negativ, er ist für die scheinbare Assoziation verantwortlich zu machen. Die „Assoziation" wächst mit der Ionenkonzentration; fehlt elektrische Dissoziation, d. h. fehlt elektrisches Leitvermögen, so gibt es keine „Assoziation". Diese Resultate sind aus zahlreichen Versuchsserien gewonnen, einzelne Ausnahmen (Assoziationsgrad nicht größer als 2 ohne merkliche Leitfähigkeit bei Säuren[5]) seien der Vollständigkeit halber erwähnt. Nirgends aber wurde (von den

1) Molekulargrößen S. 297 ff.

2) E. Wedekind, Zeitschr. f. phys. Chem. **45**, 242, 1903.

3) z. B. P. Walden, Bull. Acad. Sc. St. Petersburg VI, 8, 1181, 1914 u. Zeitschr. f. phys. Chem. **94**, 295, 1920.

4) Die in einzelnen Fällen bei Lösungen niedriger Dielektrizitätskonstante beobachteten kleinen Siedepunktserniedrigungen widersprechen, solange das Gelöste nicht in irgendeiner Form flüchtig ist, den allgemeinen Stabilitätsbedingungen der Thermodynamik (5) und müssen als Versuchsfehler angesehen werden.

5) Über deren Assoziation in dampfförmigem Zustand vgl. z. B. (CH_3COOH) Krause u. Mayer, Zeitschr. f. phys. Chem. **6**, 6, 1890.

Seifen sehen wir wieder ab) starke Assoziation ($x > 2$) ohne nennenswerte Leitfähigkeit beobachtet. Die wegen der „Assoziation" als kolloid interpretierten Lösungen sind nach unserer Auffassung molekulare Lösungen; dies steht im Einklang damit, daß aus ihnen die Salze (kristallinisch ausgefällt und) umkristallisiert werden konnten[1].

Über Aktivitätskoeffizienten liegen nur wenige Angaben vor. Reversible Ketten scheinen nicht gemessen zu sein. Vorliegende Messungen von Konzentrationsketten bei so hohen Verdünnungen, daß die Grenzleitfähigkeit erreicht war, lassen sich ohne Einführung eines beträchtlichen Aktivitätskoeffizienten nicht wiedergeben[2]. Messungen über Löslichkeitsbeeinflussungen in nichtwässerigen Lösungen sind uns nicht bekannt. Dagegen stellte P. Walden fest, daß das in Chloroform ($D = 5$) schwer lösliche Salz Tetraäthylammoniumjodid beim Zusammenbringen von chloroformischen Lösungen von Tetrapropylammoniumjodid und Tetraäthylammoniumbromid nicht ausfällt[3]. Dieses Ergebnis stellte im Sinne der alten Auffassung eine Bestätigung der Komplexhypothese dar, in unserer Auffassung[4] handelt es sich um einen Spezialfall der allgemeinen vom Wasser her bekannten Löslichkeitserhöhung durch Neutralsalzzusatz[5]. Auch Verteilungsmessungen geben wenig Aufschluß, da wir von den Fällen starker Mischung der beiden Lösungsmittel absehen müssen. Immerhin zeigen einige Beobachtungen merkliche „Assoziation" leitender Salze[6].

Das zweite große Tatsachengebiet nach der Assoziation ist die Erscheinung der anomalen Leitfähigkeit. Darunter wird das Auftreten der Maxima und Minima in dem Verlauf der Kurven: Äquivalentleitfähigkeit als Funktion der Konzentration verstanden. Die klassischen Deutungsversuche haben wir einleitend erwähnt. Unserer Auffassung nach handelt es sich hier um einen Aktivitätseffekt. Der Aktivitätskoeffizient nimmt mit wachsender Konzentration so stark ab, daß er entgegen der Erhöhung der analytischen Konzentration ein Anwachsen des Dissoziationsgrades mit zunehmender Konzentration erzwingt. Die Steigerung der Dissoziation mit der Erhöhung der Salzkonzentration ist physikalisch derselbe Vorgang, wie die Dissoziationssteigerung schwacher Elektrolyte in wässeriger Lösung[1]) durch Ionenzusatz. Die Möglichkeit für diesen Vorgang haben wir bereits früher bei der Diskussion der Stabilitätsbedingungen nachgewiesen.

Beobachtet wurden in der Kurve: Verdünnung—Äquivalentleitfähigkeit Minima allein oder Maxima und Minima, letztere bei höheren Verdünnungen. Maxima allein treten natürlich nicht auf, da ja in der Grenze bei kleinen Konzentrationen die klassische Theorie Gültigkeit behält. Von vornherein könnte man auch daran denken, daß die beobachteten Extrema durch den Leitfähigkeitskoeffizienten hervorgerufen werden; dieser stellt ein Maß dar für die durch die elektrischen Kräfte hervorgerufene konzentrationsabhängige Reibungskraft, welche die Ionenbeweglichkeit verringert. Eine theoretische quantitative Bestimmung des Leitfähigkeitskoeffizienten wurde für kleine Konzentrationen und große Dielektrizitätskonstante durch Debye und Hückel[2]) gegeben. Die Fortführung der Theorie bis zu höheren Konzentrationsgebieten durch Redlich[3]) liefert Anhaltspunkte für das Auftreten von Extremwerten auch im Leitfähigkeitskoeffizienten. Wir glauben jedoch aus einer Reihe von Gründen, daß der bestimmende Einfluß bei der anomalen Leitfähigkeit vom Aktivitätskoeffizienten herrührt.

Für Lösungen hoher Dielektrizitätskonstante ist der Leitfähigkeitskoeffizent von derselben Größenordnung und Gestalt wie der negative Logarithmus des Aktivitätskoeffizienten. Bei Lösungen kleiner Dielektrizitätskonstante wachsen beide Ausdrücke vermutlich stark an. Wir haben es jedoch nicht mehr mit dem Logarithmus des Aktivitätskoeffizienten, sondern mit dem Aktivitätskoeffizienten selbst zu tun, der in Medien kleiner Dielektrizitätskonstante von ganz anderer Größenordnung ist als sein Lo-

1) P. Walden, Bull. Acad. Sc. St. Petersburg 1914. 1170 f.

2) R. Müller, Monatshefte f. Chem. **43**, 48, 1922 und Abegg u. Neustadt, Zeitschr. f. phys. Chem. **69**, 416, 1909.

3) P. Walden, Elektrochemie nicht wässeriger Lösungen S. 393. Es ist zu erwarten, daß bei genügend geringer Löslichkeit die Neutralsalzwirkung nicht ausreicht, um das Ausfällen zu verhindern. Tatsächlich geht die Reaktion $(C_5H_{11})_4NJ + AgClO_4 \rightarrow AgJ + (C_5H_{11})_4NClO_4$ in trockenbenzolischer Lösung unter Ausfällen von AgJ vor sich. Das Salz $(C_5H_{11})_4AJ$ ist im Sinne der Komplexhypothese vollkommen assoziiert, es bewirkt negative Siedepunktserhöhung.

4) Wenn es sich dabei nicht um eine Verzögerung der homogenen oder heterogenen Reaktionsgeschwindigkeit handelt. Vgl. Brönsted, Zeitschr. f. phys. Chem. **102**, 169, 1922 (dort auch weitere Literatur) und ebenda **115**, 337, 1925.

5) Z. B. J. N. Brönsted u. V. K. La Mer, Journ. Amer. Chem. Soc. **46**, 555, 1924; O. Schärer, Physik. Zeitschr. **25**, 145, 1924.

6) Wedekind u. Paschke, Zeitschr. f. phys. Chem. **73**, 118, 1910 u. C. Drucker, Zeitschr. f. Elektrochem. **18**, 565, 1912. Leider wurden in beiden Fällen zur Solvolyse neigende Salze verwendet, so daß eine Störung des Effektes, zumindestens eine Verminderung nicht ausgeschlossen ist.

1) N. Bjerrum, Zeitschr. f. Elektrochem., l. c.; A. Michaelis u. A. Gyemant, Biochem. Zeitschr. **109**, 187, 1920.

2) l. c.

3) O. Redlich, Physik. Zeitschr. **26**, 199, 1925.

rithmus. Ebenso lassen die starken Assoziationserscheinungen große Aktivitätseinflüsse erwarten. Weiters: Setzen wir voraus, daß der Gang des Aktivitätskoeffizienten die anomale Leitfähigkeit ergibt infolge zunehmender Dissoziation bei steigender Konzentration, so läßt sich überschlagsmäßig das Dielektrizitätskonstantengebiet angeben, in dem anomale Leitfähigkeit zu erwarten ist. Diese ist charakterisiert durch $\alpha' > 0$, d. h.:

$$\frac{d \log f}{d(\alpha a)} > \frac{1}{2 \alpha a}.$$

Verwenden wir für $\log f$ annäherungsweise den Ausdruck der Debyeschen Theorie:

$$-\log_{10} f = \frac{A \sqrt{\alpha a}}{1 + B \sqrt{\alpha a}}$$

(für einwertige Salze, Zimmertemperatur und mittleren Ionenradius $A = \frac{3{,}7 \cdot 10^2}{D^{\frac{3}{2}}}$, $B = \frac{9}{\sqrt{D}}$), so lautet die Bedingung für anomale Leitfähigkeit:

$$2{,}3 \frac{A \sqrt{\alpha a}}{(1 + B \sqrt{\alpha a})^2} > 1.$$

Für eine Ionenkonzentration von ca. 0,01 *n* ergibt dies eine Dielektrizitätskonstante kleiner als ungefähr 14. Bei höherer Konzentration darf die Dielektrizitätskonstante wachsen, doch wird dann die Gültigkeit unseres Ausdruckes immer fraglicher. Für tiefe Konzentrationen und eine Dielektrizitätskonstante etwa gleich 8 ist seine angenäherte Gültigkeit experimentell gezeigt[1]). Wir haben damit einen formelmäßigen theoretischen Ausdruck für die von P. Walden[2]), A. Sachanow[3]) u. a. aus den Experimenten abgeleitete Tatsache gefunden, daß das Minimum der anomalen Leitfähigkeitskurve mit abnehmender Dielektrizitätskonstante zu immer kleineren Konzentrationen rückt.

Weitere Argumente für den maßgebenden Einfluß des Aktivitätskoeffizienten lassen sich aus den zitierten Potentialmessungen bei großen Verdünnungen ableiten. Diese Messungen[4]) fordern bei erreichter Grenzleitfähigkeit ($f_1 = 1$, $\alpha = 1$) zu ihrer Wiedergabe einen beträchtlichen Aktivitätseinfluß. Dann läßt sich der Parallelismus von osmotischen (Aktivitäts-)Effekten und anomaler Leitfähigkeit auch an Salzmischungen feststellen. Vereinigen wir nämlich zwei Salze, sogar mit gemeinsamem Anion $N(C_2H_5)_3HCl$, $N(C_2H_5)_3HBr$ bzw. $N(C_2H_5)_4J$, NH_4J, so ist die Mischung stärker assoziiert[1]) als die Einzelsalze, ihre elektrische Leitfähigkeit größer als die Summe der Einzelleitfähigkeiten[2]).

Wenn wir das Ergebnis unserer Untersuchung zusammenfassend darstellen wollen, so wäre etwa zu sagen: Die bisherige Auffassung von den Erscheinungen an Lösungen kleiner Dielektrizitätskonstante wußte die beobachteten Effekte durch eine Anzahl voneinander unabhängiger Hypothesen qualitativ wiederzugeben, unter denen die Assoziationsvorstellung eine hervorragende Rolle spielte. So meint P. Walden[3]) im Vorwort zu seinem Werke über Molekulargrößen „es stelle eine Monographie über die Assoziation (Polymerie) der Elektrolytmolekeln und der für sie verwendeten Lösungsmittel dar". Die Hypothesen standen außer Zusammenhang mit der erfolgreichen „elektrischen" Theorie wässeriger Elektrolytlösungen und ließen die wesentliche Verknüpfung von starker Assoziation und beträchtlicher (anomaler) elektrischer Leitfähigkeit unerklärt. Die hier gebrachte Auffassung von der einheitlichen elektrischen Ursache aller beobachteten Anomalien in verdünnten Lösungen stellt in erster Reihe die Verbindung mit der quantitativ ausgearbeiteten Theorie für wässerige Lösungen her. Sie gestattet bei dem heutigen Stande der Messungen (Dielektrizitätskonstante als Funktion der Salzkonzentration) noch keinen Vergleich mit einzelnen Beobachtungswerten, wohl aber erlaubt sie den Gang der beobachteten Erscheinungen qualitativ durchwegs wiederzugeben und sogar das Gebiet für das Auftreten von Anomalien quantitativ einigermaßen abzugrenzen. Das wesentliche Hilfsmittel hierbei bildeten die thermodynamischen Stabilitätsbedingungen, deren Tragweite für die qualitative Behandlung von Fragen wie Löslichkeit und Dissoziation noch nicht erschöpft zu sein scheint. Die hier herangezogenen elektrischen Effekte[4]) müssen, falls Ionisation auftritt, unter allen Umständen eintreten; bei Zugrundelegung der Assoziationshypothese usw. entsteht zunächst die Aufgabe, die Unwirksamkeit der elektrischen Kräfte zu erklären.

1) Trivold, Physik. Zeitschr. **25**, 465, 1924.
2) Bull. Acad. Imp. Sc. Petersb. 1913, VI 7, 1101; Zeitschr. f. phys. Chem. **100**, 512, 1922.
3) Zeitschr. f. phys. Chem. **80**, 18, 1912.
4) R. Müller, l. c.

1) W. E. S. Turner u. English, Journ. Chem. Soc. **105**, 1786, 1914.
2) A. Sachanow, Zeitschr. f. phys. Chem. **87**, 446, 1914.
3) Molekulargrößen S. 6, vgl. auch Kolloid-Zeitschr. **27**, 97, 1920.
4) Die hier dargelegte Auffassung wurde in ihren Grundzügen in einem anläßlich der Innsbrucker Naturforschertagung gehaltenen Vortrag (Abt. 4a) entwickelt (vgl. Physik. Zeitschr. **25**, 393, 1924 u. Chemiker-Zeitung **48**, 718, 1924).

Herrn Professor Walden sind wir für die freundliche Übersendung der Separatabdrücke einiger schwer zugänglicher Arbeiten auch persönlich zu großem Danke verpflichtet.

Wien, I. chem. Labor. und Institut f. theoret. Physik der Universität.

(Eingegangen 13. August 1925.)

Zur Kenntnis der Elektronenleitung in Kristallen.

Von Herbert Lenz.

Zu der Erwiderung der Herren Gudden und Pohl[1]) auf meine Mitteilung unter gleichem Titel in der Physik. Zeitschr. **26**, 365, 1925 möchte ich folgendes hinzufügen:

Um Mißverständnissen aus dem Wege zu gehen, habe ich den Ausdruck „positiver Temperaturkoeffizient" vermieden. Wenn ich von der Temperaturabhängigkeit des lichtelektrischen Stromes sprach, so wollte ich damit zusammenfassend die Tatsache charakterisieren, daß der lichtelektrische Strom abnimmt, wenn man den Kristall abkühlt und dabei Spannung, Beleuchtungsquelle usw. konstant hält. Es wurde immer das unzerlegte Licht einer Quarz-Quecksilberlampe benutzt.

Auf eine nähere theoretische Deutung sollte zunächst nicht eingegangen werden, bis weiteres Material vorliegt.

Will man sich trotzdem von dem Mechanismus der Temperaturabhängigkeit eine bestimmte Vorstellung machen, so hat man zunächst zwei Möglichkeiten ins Auge zu fassen:

1. Änderung der Elektronendichte des Stromes durch Änderung der Anzahl der abgespaltenen Elektronen. In diesem Falle müßte sich die Anzahl der absorbierten Energiequanten, also die Absorption ändern. Ändert sich aber die Absorption, so müßte die Kurve der spektralen Erregungsverteilung ebenfalls temperaturabhängig sein. Die Herren Gudden und Pohl teilen interessante Messungen darüber mit. Einen Einfluß dieser Art hatten wir auch angenommen. Aber jene Veränderung der Absorption hängt doch wahrscheinlich wieder mit den ausgezeichneten Gitterpunkten zusammen, die nach der Anmerkung zu der Mitteilung der Herren Gudden und Pohl „durch thermische oder andersartige Störungen der Gitterstruktur vor ihrer Umgebung ausgezeichnet sind", und welche die Absorption und den lichtelektrischen Strom erst ermöglichen. Ich habe ja auch weiter nichts verlangt als thermische Störungen. Wenn das Schmälerwerden des Erregungsverteilungsbereiches und die Verschiebung des Maximums desselben mit der Temperatur bei Zinkblende und Diamant nicht sehr viel anders ist als bei $NaCl$, so zeigt ein einfaches Gegenüberstellen der Kurven der von den Herren Gudden und Pohl gefundenen Erregungsverteilung bei ZnS und Diamant (Zeitschr. f. Phys. **2**, 363, 1920, Fig. 2; ebenda **3**, 125, 1920, Fig. 1) und der spektralen Intensitätsverteilung der Quarz-Quecksilberlampe (Physik. Zeitschr. **5**, 527, 1904), daß die enorme Temperaturabhängigkeit des Stromes aus der Änderung der Absorption allein kaum wird erklärt werden können.

Die Herren Gudden und Pohl sprechen nur von diesem Einfluß.

2. Die andere Möglichkeit liegt in der Änderung der Geschwindigkeit, bzw. der freien Weglänge der Elektronen.

Wieweit dies vorliegt, könnte vielleicht durch Messung des Hall-Effektes bei verschiedenen Temperaturen festgestellt werden.

Daß bei den Beobachtungen an Zinkblende ein technischer Fehler vorlag, ist deshalb nicht möglich, weil sich sieben verschiedene Kristalle gleich verhielten und bei tiefer Temperatur keinen lichtelektrischen Strom zeigten. Die untersuchten Kristalle waren aus Santander, waren sehr hell, aber nicht wasserklar.

Kathodenstrahlung und Licht verhalten sich bei der Elektronenabspaltung durchaus nicht gleich, wenigstens nicht in bezug auf die Temperaturabhängigkeit. Der durch auftreffende Kathodenstrahlen erzeugte Strom blieb nämlich auch bei tiefer Temperatur von der gleichen Größenordnung wie bei Zimmertemperatur.

Daß die in den Kristall als Kathodenstrahlen eindringenden Elektronen Sekundärelektronen auslösen und daher wie Bestrahlung mit Licht wirken, ist von mir auch angenommen worden. Ich habe ausdrücklich gesagt: „Daß der neue Effekt wirklich dem lichtelektrischen Primärstrom entspricht ist zwar wahrscheinlich usw."

Welche Vorstellungen man sich auch von dem Mechanismus dieser Ströme bilden mag, so ist durch den Versuch mit Kathodenstrahlen bewiesen, daß ein lichtempfindlicher Kristall auch durch Bestrahlung mit Kathodenstrahlen leitend gemacht werden kann, während dies bei einem anderen Kristall nicht der Fall ist. Es ist also hierdurch ein neues Hilfsmittel gewonnen, um den Durchgang der Elektronen durch lichtelektrische Kristalle zu untersuchen.

1) Physik. Zeitschr. **26**, 481, 1925.

Bei dieser Gelegenheit möchte ich einen bedauerlichen Druckfehler berichtigen, der in der hier besprochenen Mitteilung leider unterlaufen ist. Physik. Zeitschr. **26**, 368, 1925, vorletzter Satz meiner Mitteilung muß heißen: „Die Messung des Spannungsgefälles zeigte jedoch, daß in dem unbelichteten Teil ein erheblich höheres Spannungsgefälle herrscht als in dem belichteten".

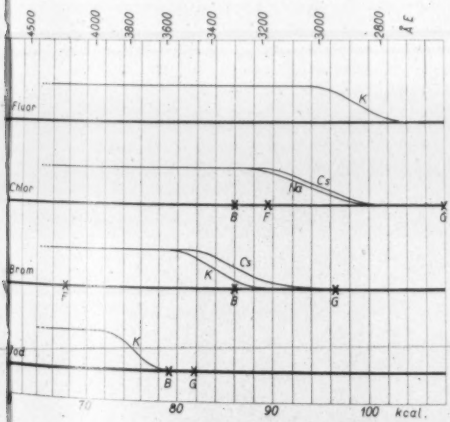
München, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 21. August 1925.)

Zur spektroskopischen Bestimmung der Elektronenaffinität der Halogene.

Von E. v. Angerer und A. Müller.

Bei der Berechnung der Elektronenaffinität der Halogene aus der langwelligen Grenze des kontinuierlichen Spektrums[1]) ergaben sich Schwierigkeiten durch das Auftreten von zwei kontinuierlichen Streifen[2]). Die Herren Gerlach und Gromann haben kürzlich in den Naturwissenschaften über den gegenwärtigen Stand dieser Frage berichtet[3]).



Da die Anregung des Emissionsspektrums eines aus Molekülen, Atomen und Ionen verschiedener Ladung bestehenden Gases ein recht unübersichtlicher Vorgang ist, regte Herr K. Herzfeld an, das Absorptionsspektrum von thermisch merklich dissoziierten und ionisierten Alkalihalogenid-Dämpfen zu untersuchen. — Wir erhielten nun bei der Untersuchung von verdampftem *KF*, *NaCl*, *CsCl*, *KBr*, *CsBr*, *KJ* tatsächlich die erwartete Absorption, deren langwellige Grenze jedoch unscharf ist, so daß wir die Elektronenaffinität vorerst nur auf $\pm 1{,}5$ Cal. angeben können. Eine Änderung der Dampfdichte (durch Einbringen neuen Salzes), der Temperatur (1050—2200° C) und des benützten Alkalimetalles (z. B. *NaCl* und *CsCl*) übten keinen die Auswertegenauigkeit merklich übersteigenden Einfluß auf die Lage der langwelligen Grenze aus. Die von uns beobachteten Grenzwellenlängen (Å. E.) und die daraus berechneten Elektronenaffinitäten in Cal. pro Mol sind in der folgenden Tabelle angegeben:

Salz:	*KF*	*NaCl*	*CsCl*	*KBr*	*CsBr*	*KJ*
Å. E.	3030	3280	3170	3590	3490	3980
Cal.	94,0	86,6	89,6	79,1	81,3	71,3

In der Figur sind die Elektronenaffinitäten der Halogene dargestellt; und zwar bedeuten die mit *F*, *G* und *B* bezeichneten Punkte die Werte von Franck[1]), Gerlach und Gromann[2]) und die von Born[3]) aus den elektrostatischen Gitterenergien berechneten. Als Abszissen sind die geschätzten Schwärzungen unserer Absorptionsspektren aufgetragen.

Bei der Weiterführung der Versuche hoffen wir, durch die Photometrierung der Platten den Beginn der Absorption genauer angeben zu können und beabsichtigen auch, den eventuellen Einfluß des Alkalimetalls weiter zu studieren.

1) J. Franck, Zeitschr. f. Phys. **5**, 428, 1921.
2) W. Gerlach und F. Gromann, Zeitschr. f. Phys. **18**, 239, 1923.
3) W. Gerlach und F. Gromann, Naturwiss. **13**, 608, 1925.

1) J. Franck, Zeitschr. f. Phys. **5**, 428, 1921.
2) W. Gerlach und F. Gromann, Naturwiss. **13**, 608, 1925.
3) M. Born, Enzyklopädie der math. Wissensch. Bd. V_3, 1923.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, August 1925.

(Eingegangen 24. August 1925.)

Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern.

(V. Mitteilung.)

Ballonversuche über die Abhängigkeit der Antennenkapazität von der Bodendistanz.

Von Egon Alberti, Wolfgang Klemperer und Heinrich Löwy.

Im Juni 1922 haben wir mit Hilfe des Luftschiffbau Zeppelin in Friedrichshafen am Bodensee eine Reihe von Versuchen gemacht, die den Zweck hatten, die Größenordnung der

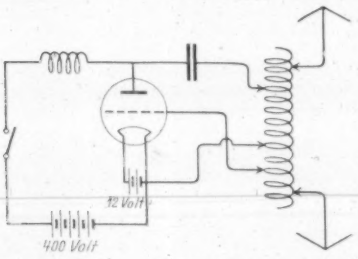


Fig. 1.

bei der sogenannten „Kapazitätsmethode“[1]) zu erwartenden Beeinflussung der Antennenkapazität durch eine in der Nähe befindliche elektrisch leitende Fläche (feuchten Erdboden, Wasser u. dgl.) zu bestimmen. Wir hatten uns speziell die Aufgabe gestellt, die in der zitierten Schrift beschriebene Anordnung zu studieren, wobei eine an einem Luftschiffe befestigte Antenne über dem Boden hinweggeschleppt wird und aus der Veränderung ihrer Eigenwellenlänge auf Veränderungen der elektrischen Materialkonstanten in ihrer Umgebung — z. B. auf das Auftreten von Grundwasser in ariden Gebieten — geschlossen werden soll.

Die zu untersuchende Antenne wurde vom Korb eines gefesselten Kugelballons aus ins Freie gespannt. In diesem Korb waren der Ballonführer, der Beobachter und das gesamte Instrumentarium untergebracht: ein 10-Watt-Primär-Röhrensender (Versuchs-Type der Telefunken-Gesellschaft, Fig. 1) und ein Telefunken-Wellenmesser (K.W. 83) mit Zeigerinstrument. (Empfindlichkeit etwa $7 \cdot 10^{-6}$ Amp. pro Skalenteil). Das Instrumentarium inklusive der Anoden- und Heizbatterien wog ca. 30 kg.

Die Unterbringung der Apparatur im Ballonkorb ist aus der Photographie Fig. 2 zu entnehmen.

Zur Kontrolle wurde die Veränderung der Eigenwellenlänge der Ballonantennen bei Veränderung der Höhe auch vom Boden aus beobachtet mit Hilfe eines Überlagerungs-Empfängers (Telefunken Type E 213a), der an eine symmetrische, etwa $^1/_2$ m über dem Boden ausgespannte Antenne von 2×15 m Länge angeschlossen war.

Es wurden mehrere Aufstiege gemacht, bei denen verschiedene Antennenanordnungen verwendet wurden. Die Führung des Ballons hatten die Herren Fleming und Scherz übernommen.

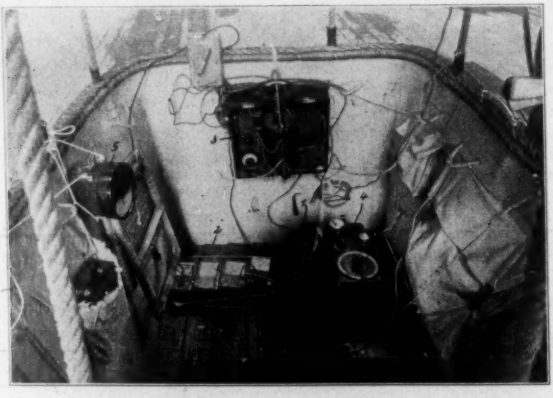


Fig. 2.

1) Heinrich Löwy, „Elektrodynamische Erforschung des Erdinneren und Luftschiffahrt“ Wien 1920, Manz'sche Verlags- und Universitätsbuchhandlung.

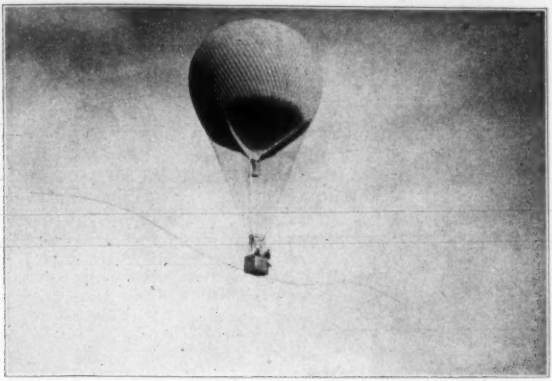


Fig. 3.

Versuchsreihe I.

Antenne von beiderseits 17,4 m Länge, bestehend aus einem System teleskopartig ineinander gesteckter, nach außen immer schwächer werdender Duraluminrohre (36 bis 15 mm ø), die an je 2 Punkten bifilar und isoliert an den Korbring bzw. an zwei Kauschen des Ballonnetzes aufgehängt waren. (Vgl. die Photographie Fig. 3). Die Aufhängung war so gespannt, daß der Durchhang möglichst wenig störend wirkt und die äußersten Rohrenden etwa in gleicher Höhe mit dem Ballonkorb waren. Antennenkapazität ca. 85 cm. Die Meßergebnisse sind in der Tabelle I niedergelegt. Die Höhe wurde teils mit dem Bambergschen Statoskop, teils mit einer aus dem Korb herabhängenden Meßleine bestimmt.

Tabelle I.

Bodendistanz in m	Wellenlänge in m	Bodendistanz in m	Wellenlänge in m
43	540,4	13,5	540,9
02	540,0	12,5	541,3
91	540,0	8,5	542,2
131	540,4	7.	543,5
128	540,0	22,4	541
115	540,2	12,15	541,5
40,5	540,7	5,5	545,5
39,5	540,7	10,25	542
24	540,9	8,5	542,5
17,5	541,1	6,75	544

In Fig. 4 ist das Ergebnis graphisch dargestellt.

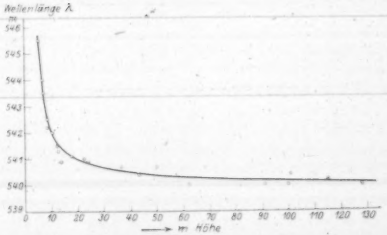


Fig. 4.

Versuchsreihe II.

Dasselbe Antennengebilde wie bei Versuchsreihe I, jedoch nach jeder Seite durch je ein Kupferseil verlängert, das sich am Ende gabelte und in einer Querverbindung (Aluminiumrohr 33 mm ø) von 4 m Breite endigte. Diese Endstücke wurden auf beiden Seiten durch je einen kleinen, ebenfalls nach dem Boden gefesselten Hilfsballon getragen. Diese Ballons wurden auf gleicher Höhe möglichst diametral gegenüber gehalten, was bei ruhigem Wetter nach einiger Übung so gut gelang, daß die verbleibenden Antennendeformationen die Messung nicht beeinträchtigten. (Vergleiche die Photographie Fig. 5) Gesamtlänge der Antenne: 2×50 m.

Mit dieser Antenne wurden drei Versuchsreihen gemacht, und zwar

1. mit volleingeschalteter Antennenspule (vgl. Fig. 1), wobei die Eigenwellenlänge 770 m, die Kapazität ca. 215 cm betrug,
2. mit teilweise eingeschalteter Antennenspule, wobei die Eigenwelle ca 497 m, die Kapazität ca. 237 cm betrug und endlich
3. mit Zusatzspulen, wobei die Eigenwellenlänge ca. 906 m, die Kapazität ca. 218 cm betrug.

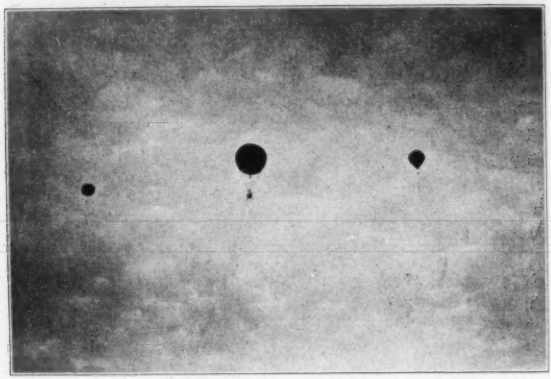


Fig. 5.

Unter Eigenwellenlänge ist hierbei der Grenzwert verstanden, dem sich die Antenne bei zunehmender Bodendistanz annähert. Das Ergebnis ist in den Tabellen IIa, IIb, IIc bzw. in Fig. 6 enthalten.

Tabelle IIa. Tabelle IIb. Tabelle IIc.

Boden-distanz	Wellen-länge	Boden-distanz	Wellen-länge	Boden-distanz	Wellen-länge
107,9	771,0	59	498	1[illegible],3	419,0
48,0	771,5	54,5	499	97,8	907,0
31,0	772	42,5	499,5	71,0	906,5
26,7	775,5	31,0	499,5	50,25	907,5
20,4	777	12,4	502,3	34,5	910,0
12,4	781	69,5	498,0	24,3	914,0
82,5	772,0	106,2	497,5	12,4	919,5
		112,9	497,7		

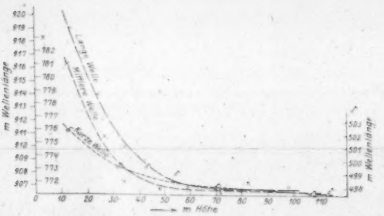


Fig. 6.

Das Gesamtergebnis betreffend die Horizontalantennen läßt sich dahin zusammenfassen, daß der zum Nachweise von elektrisch leitenden Flächen ausnutzbare Höhenbereich sich mit der Antennenlänge vergrößert. In Höhen, welche größer sind als etwa die Gesamtlänge der symmetrischen Antenne ist der Unterschied der Wellenlänge in dieser Höhe gegenüber der Eigenwellenlänge (dem Grenzwert bei unendlich großer Bodendistanz) kleiner als ein Promille und mit dem vorhandenen Geräte nicht mehr nachweisbar.

In der Höhe, der Halbantenne ändert der Boden die Eigenwellenlänge der Antenne um ca. 2 Promille, was noch deutlich erkennbar ist. In geringeren Höhen ist der Bodeneinfluß sehr bedeutend, die Wellenlängenänderung beträgt ca. 1 Proz. in der Höhe von ca. $^1/_2$ Halbantennenlänge.

Wesentlich ungünstiger liegen die Verhältnisse bei Vertikalantennen, wie ja auch theoretisch vorher zu sehen ist.

Friedrichshafen a. Bodensee, Juli 1922.

(Eingegangen 28. August 1925.)

Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern.

(VI. Mitteilung.)

Bodendistanzmessung vom Luftschiff mittels der Kapazitätsmethode.

Von Heinrich Löwy.

I. Verfeinerung der Resonanzmethode.

Die in der vorangehenden, V. Mitteilung beschriebenen Ballonversuche zeigen, daß die Beeinflussung der Kapazität einer horizontalen Antenne durch elektrisch leitende Flächen gering ist; wohl nicht so gering, daß es nötig wäre, zum Zwecke des Nachweises von Grund-

wasser und unterirdischen Erzlagern, die Horizontalantenne über den Boden hinzuschleifen, wie ich das — vorsichtshalber — vorgeschlagen hatte[1]; aber doch gering genug, um die Benutzung einer wesentlich empfindlicheren Meßmethode als bei den erwähnten Ballonversuchen erforderlich zu machen, falls man die Luftfahrzeug-Antenne in größerem Abstand vom Erdboden darüber wegführen will.

Bei jenen Versuchen hatten wir die übliche Resonanzmethode der Frequenzmessung benutzt, die auf die Bestimmung des Maximums einer elektrischen Stromintensität hinausläuft. Im Wesen dieser und jeglicher Maximalmethode liegt es aber, daß sie gerade an der kritischen Stelle, nämlich im Kuppengebiet unmittelbar um die Resonanzstelle herum, weniger empfindlich ist als rechts und links davon. In diesen Nachbargebieten entspricht der gleichen Frequenzänderung eine wesentlich größere Änderung des Stroms als in dem Kuppengebiet der Resonanzkurve. Wenn es sich also, wie bei der Kapazitätsmethode der Erderforschung[2]), nicht um die Messung einer Frequenz, sondern einer Frequenzänderung handelt, so kann man sich der folgenden Verfeinerung der Resonanzmethode[3]) bedienen: Man verlegt die Beobachtung aus dem Kuppengebiet nach den angrenzenden steileren Gebieten der Resonanzkurve und beobachtet die Änderung der Stromintensität, die durch die zu bestimmende Frequenzänderung hervorgerufen wird. Zu Beginn der Messung wird der Wellenmesser auf die normale Eigenfrequenz des zu untersuchenden Schwingungskreises von variabler Frequenz abgestimmt, oder noch besser: ein wenig dagegen verstimmt, um die Messung gleich von Anbeginn in den empfindlichen Bezirk zu verlegen.

Für diese Meßmethode sind natürlich die gewöhnlichen Wellenmesser mit Kontaktdetektor nicht brauchbar, weil ihre Empfindlichkeit zu wenig konstant ist und es sich hier ja nicht um Bestimmung eines Strommaximums handelt, sondern um die Zuordnung der absoluten Werte von Stromänderungen zu den entsprechenden Änderungen der Frequenz. Ich habe daher bei meinen Messungen einen Präzisionswellenmesser benutzt, der von Herrn Dr. Egon Alberti konstruiert wurde und wobei der Kontaktdetektor durch ein Elektronenrohr ersetzt ist, das sowohl große Empfindlichkeit als auch große Konstanz der Empfindlichkeit gewährleistet.

Im Februar 1924 wurde mir zur Erprobung der dargelegten Methode von den Dornier-Metallbauten in Manzell am Bodensee ein „Delphin"-Wasserflugzeug zur Verfügung gestellt. Da andauernder Nebel das Fliegen unmöglich machte, stellte ich einige Standversuche in der Seehalle in Manzell an. Ich ließ das Flugzeug an den Laufkran befestigen und längs der an der Decke befestigten Schiene etwa 7 m aus der Halle über den Spiegel des Sees hinausführen (Fig. 1). Die Halle ist 40 m lang, 35 m

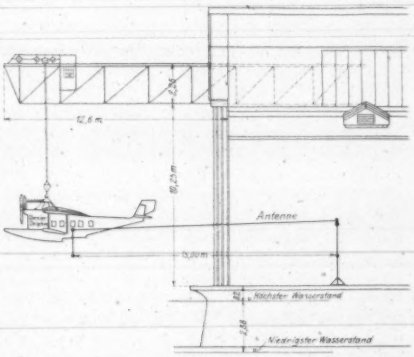


Fig. 1.

breit, 15 m hoch. Die Antenne wurde aus dem Flugzeug nach rückwärts in die Halle geführt und das Antennenende, unter Zwischenschaltung eines Porzellanisolators, an einer Bambusstange befestigt. Diese wurde von einem Manne gehalten, der dafür zu sorgen hatte, daß das Seil sich stets in gespanntem Zustande befinde und beim Heben und Senken des Flugzeugs diesem, unter Beibehaltung seiner horizontalen Lage, folge. Die Antenne war über das Metallflugzeug und den Kran hinweg geerdet. Ein Primär-Rückkopplungs Röhrensender und der oben erwähnte Präzisionswellenmesser war im Flugzeug untergebracht. Der Heizstrom wurde bei der ersten Reihe von Versuchen mit einem Gleichstromamperemeter gemessen. Späterhin aber wurde die Konstanz der Heizung stets nach der gebräuchlichen Methode durch den Sättigungsstrom kontrolliert. Zum Senden wurde eine 10 Watt-Telefunken-Röhre benutzt. Die Heizspannung betrug 12 Volt, die Anodenspannung 400 Volt. Als Spannungsquellen wurden Trockenbatterien und Akkumulatoren benutzt, die ebenfalls im Flugzeug untergebracht waren.

Zunächst wurde eine Antennenlänge von 40 m gewählt. Eine in der Antenne befindliche Spule wurde zur Kopplung mit dem Wellenmesser benutzt. In einer Höhe von etwa 8 m

1) H. Löwy, Elektrodynamische Erforschung des Erdinnern und Luftschiffahrt (Wien, Manzsche Universitätsbuchhandlung 1920).
2) H. Löwy, D.R.P. 254478 vom 2. April 1912.
3) H. Löwy, D.R.P. 393148 vom 28. November 1922.

über dem Boden betrug die Eigenwellenlänge der Horizontalantenne 450 m. Aus dieser Höhe nun ließ ich das Flugzeug mit der Antenne um 5 m tiefer gehen, d. h. bis auf 3 m über dem Boden. Der Strom im Wellenmesser sinkt, wie ich erwartet hatte, und zwar um einige Skalenteile ($1^0 = 3{,}6 \cdot 10^{-6}$ Amp.), Durch das Senken der horizontalen Antenne wird ja deren Kapazität (bzw. Eigenwellenlänge) vergrößert und hierdurch die anfangs vorhandene Resonanz zwischen Antenne und Wellenmesser zerstört.

Um den Höhenänderungseffekt zu verstärken, lege ich einen Telefunken-Drehkondensator (700 bis 3100 cm) in die Antenne. Ich ging hierbei von der Erwägung aus, daß durch einen Verkürzungskondensator der Spannungsknoten nach außen (gegen das Antennenende hin) verlegt wird[1]). Da nämlich die Antenne von der Ausführung aus der Kabine bis zum Rumpfende auf eine Länge von 5 m in einem Abstande von etwa $^1/_2$ m dem Metallflugzeuge parallel geführt war, so hatte ich die Befürchtung, daß dieser Teil als geschlossener Kondensator wirke und daß im Vergleich hierzu der Einfluß des freien Antennenendes auf die Frequenz verschwinde. Diesem Übelstand hoffte ich durch den Verkürzungskondensator abzuhelfen. Ob nun diese Erwägung richtig war oder nicht, jedenfalls wurde ich durch sie veranlaßt, einen Drehkondensator in die Antenne zu legen und bin auf diese Art auf ein unerwartetes, praktisch wichtiges Phänomen gestoßen, worüber ich im folgenden Abschnitt berichte.

II. Die Abreißmethode.

Ich lege also den erwähnten Telefunkenkondensator in die Antenne und bemerke sogleich, nach einigem Probieren, eine wesentliche Verbesserung des Höhenänderungseffekts. Hatte ich zuvor bei einer Höhenänderung von 8 auf 3 m einen Ausschlag von 2 Skalenteilen im Amperemeter des Wellenmessers beobachtet, so erhalte ich jetzt für die gleiche Höhenänderung bis 20 Skalenteile. Die Größe des Ausschlags zeigt sich stark abhängig von der Einstellung des Drehkondensators.

Bei einer bestimmten Einstellung des Drehkondensators bemerke ich nun, wie der Strom im Wellenmesser, beim Niederlassen des Flugzeugs, von seinem Resonanzwerte in der Höhe von 8 m auffallend rasch abfällt und, noch ehe das Flugzeug seine tiefste Lage von 3 m über Wasser erreicht hat, Null geworden ist. Auch die Senderschwingung ist erloschen. Ich lasse das Flugzeug wieder hochgehen, setze den Sender wieder in Betrieb und wiederhole den Versuch. Wieder sinkt der Strom im Wellenmesser von seinem Höchstwert rasch auf Null und auch der Sender steht wieder still, noch ehe das Flugzeug die tiefste Lage erreicht hat. Das Aussetzen des Senders ist also kein zufälliges. Ich lasse das Flugzeug wieder hoch ziehen, jetzt aber, ohne irgend etwas an der Anordnung zu ändern, also insbesondere, ohne den Sender in Betrieb zu setzen. Beim Passieren einer bestimmten Höhe springt die Senderschwingung von selbst an, und auch der Strom im Wellenmesser beginnt zu steigen und erreicht in 8 m Höhe seinen alten Resonanzwert.

Die gleiche Erscheinung habe ich auch an einer kürzeren Antenne von 15 m Länge beobachtet. Wieder erfolgte beim Senken des Flugzeugs ein plötzliches Abreißen, beim Heben ein automatisches Einsetzen der Senderschwingung.

Es war mir sogleich klar, daß dieses Abreißen und Anspringen der elektrischen Schwingungen nur durch die Kapazitätsänderung bei Veränderung der Höhenlage bedingt sein könne und daß man diese Erscheinung zum Nachweis kleiner Kapazitätsänderungen werde benutzen können. Um mich dessen zu vergewissern, habe ich die ganze Versuchsanordnung im Laboratorium der Versuchsabteilung des Luftschiffbau Zeppelin in Friedrichshafen neu aufgestellt, wobei — ceteris paribus — nur der variable Kondensator: Flugzeugantenne—Erdboden durch einen gewöhnlichen Drehkondensator ersetzt wurde. Mit dieser Anordnung habe ich die Abhängigkeit des Sendestroms von der Kapazität des geschlossenen Schwingungskreises unter verschiedenen Bedingungen untersucht. Aus der großen Zahl von Versuchen, die ich gemacht habe und wobei durchgehends die genaue und leichte Reproduzierbarkeit des Phänomens hervortrat, teile ich das folgende typische Beispiel (Fig. 2) mit: Die Kapazität des Schwingungskreises wurde hierbei zwischen 900 und 1500 cm variiert. Der Strom im Rückkopplungsröhrensender wächst mit zunehmender Kapazität; sinkt, wie man des Näheren aus der zu Fig. 2 gehörigen Tabelle I entnimmt, bei $c = 1312$ cm jäh auf Null und bleibt auch bei weiterer Vergrößerung der Kapazität Null. Verringert man die Kapazität, so bleibt der Strom auch über den Wert $c = 1312$ hinaus Null und springt bei dem kleineren Wert $c = 1190{,}5$ auf die alte Kurve hinauf. An den kritischen Stellen wurde die Kurve mit Hilfe eines kleineren, dem Telefunkenkondensator parallel geschalteten Feinkondensators ausgemessen. Der Knopf dieses Drehkondensators war durch einen etwa 20 cm langen Ebonitgriff verlängert, um die kapazitive Beeinflussung der Hand zu eliminieren.

1) J. Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie (Stuttgart 1909, bei Enke), S. 40 u. 50/51.

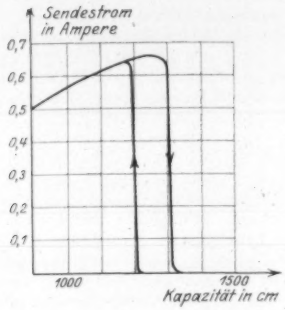


Fig. 2.

Tabelle I.

Kapazität in cm	Strom im Schwingungskreis in Ampère	Anmerkung
900	0,5	
980	0,55	
1060	0,6	
1140	0,64	
1220	0,66	
1230	0,67	
1240	0,67	
1245	0,65	
1250	0,65	
1297	0,65	
1300	0,64	
1312	0,64	
1312,5	0	Schwingung reißt ab
1500	0	
1222	0	
1212	0,1	
1190,5	0,1	
1190	0,6	Schwingung springt an

Bei solchen Messungen muß beachtet werden, daß in so unmittelbarer Nähe der kritischen Stellen die elektrischen Schwingungen schon durch kleine Änderungen des Heizstroms und geringe mechanische Erschütterungen zum Anspringen oder Abreißen gebracht werden. Aus diesem Grunde wurde von nun ab die Konstanz des Heizstroms ständig durch Beobachtung des Anodenstroms kontrolliert; und es wurde ferner das ganze Instrumentarium auf Gummischwämme gelagert und durch starkes Klopfen vor jeder Messung auf seine Unabhängigkeit von Erschütterungen geprüft.

Wie man aus Tabelle I ersieht, bringen Kapazitätsänderungen, kleiner als 1 cm, die elektrischen Schwingungen zum Anspringen oder Abreißen. Die „Anspring-" bzw. „Abreißbreite", wie man das nennen kann, ist kleiner als 1 cm.

Andererseits haben A. Sommerfeld und K. Bechert die (elektrostatische) Kapazität einer horizontalen Antenne in Abhängigkeit von ihrer Höhe über Erde berechnet und hierfür die Formel

$$K = \frac{1}{\ln \frac{8 l^2}{3 \varrho^2} + \ln X}$$

gefunden, worin K die Kapazität pro Längeneinheit, l^2 die Gesamtlänge des Oszillators und ϱ den Radius der Antenne bedeutet und wobei der Ausdruck X

$$X = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}} - 1 + \sqrt{\frac{4h^2}{l^2} + (\sqrt{\frac{1}{3}} - 1)^2}}{\sqrt{\frac{1}{3}} + 1 + \sqrt{\frac{4h^2}{l^2} + (\sqrt{\frac{1}{3}} + 1)^2}}$$

nur von dem Verhältnis $\frac{h}{l}$, d. i. Bodendistanz zur Antennenlänge abhängt. Der elektrische Oszillator (Antenne und Gegengewicht) wird hierbei als sehr gestrecktes Rotationsellipsoid angesehen und die Wirkung der Erde durch ein Spiegelellipsoid ersetzt. Bei dem Versuche mit der kürzeren, 15 m langen Antenne war $l = 15$ m, $\varrho = 1$ mm und $h = 8$ im Maximum und $h = 3$ m im Minimum. Die obige Formel ergibt:

$$K = 76 \text{ cm für } h = 8 \text{ m},$$
$$K = 96 \text{ om für } h = 3 \text{ m},$$

also eine Kapazitätsänderung $\Delta K = 20$ cm. Da nach meinen Messungen die Abreißbreite kleiner als 1 cm ist, so genügt die berechnete Kapazitätsänderung $\Delta K = 20$ cm vollauf, um die Abreiß- und Anspringerscheinungen bei dem Kranversuche in Manzell zu erklären.

Durch einen glücklichen Zufall bin ich also bei jenem Flugzeugversuch auf ein Phänomen geführt worden, das im Laboratorium an gewöhnlichen geschlossenen Schwingungskreisen wohl zuerst von E. V. Appleton und B. v. d. Pol und in sehr umfassender Weise von H. Rukop untersucht worden ist[1]). Die oben mitgeteilte Hysteresiskurve (Fig. 2) ist ein genaues Abbild der von Appleton und v. d. Pol sowie von Rukop mitgeteilten Messungen. Die Analogie ist auch insofern eine vollkommene, als auch bei meinem Kranversuche der Schwingungskreis ein geschlossener war, wie man aus der Skizze (Fig. 3) erkennt. A ist die Antenne, die über die Spule S, das Metallflugzeug und den Kran K „geerdet", d. h. mit der Halle H ver-

1) Appleton u. v. d. Pol, On a type of oscillation hysteresis in a simple triode generator (Phil. Mag. 1922, vol. 43, p. 177); H. Rukop, Reißdiagramme (Telefunken-Zeitung 31 bis 35, 1923 bis 1924).

bunden ist. Die Antenne A bildet den einen, die Halle H die andere Belegung eines Kondensators.

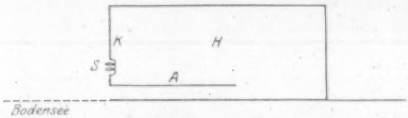


Fig. 3.

Es erhebt sich die Frage, ob jene Hysteresiserscheinungen auch an offenen Schwingungskreisen auftreten, und speziell dann, wenn die Kapazitätsänderung des offenen Oszillators durch einen fremden, d. h. in keinem metallischen Kontakt mit ihm stehenden Leiter verursacht wird. Das ist ja die Situation, wenn man im Fluge die Beeinflussung der Kapazität einer Flugzeugantenne durch die Erdoberfläche (oder unterirdische Leiter) nachweisen will. Obwohl es mir unzweifelhaft erschien, daß die gleichen Phänomene auch in diesem Falle auftreten, bin ich doch gerne der Anregung des Luftschiffbau Zeppelin gefolgt, diese Frage durch Modellversuche, die als Vorbereitung für die beabsichtigten Flugversuche dienen können, näher zu studieren. Bei diesen Versuchen wurden (angenähert) symmetrische Horizontalantennen benutzt, die, einem Vorschlage von Herrn Wolfgang Klemperer entsprechend, zwischen Magirusleitern ausgespannt wurden. Die größte Höhe über Erdboden betrug ca. 30 m, die größte Antennenlänge 370 m. Für diese Antennenlänge wurde als Gegengewicht ein 250 m langer, ebenfalls horizontaler Draht benutzt, der

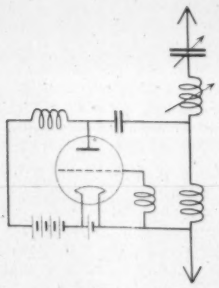


Fig. 4.

vom Nord-Ost-Söller (42 m hoch) der großen Werft Halle nach einer Magirusleiter ausgespannt war und während der Versuche, d. h. während der Höhenänderungen (der 370 m langen) Antenne, in konstanter Höhe belassen wurde. Die Antenne wurde, wie bei den vorangehenden Flugzeug- und Laboratoriumsversuchen, sowohl primär (Fig. 4) als sekundär (Fig. 5 u. 6) erregt. Nicht ausprobiert wurde die Zwischenkreisschaltung, wobei die unter dem Namen des „Ziehen" bekannten Abreißerscheinungen auf-

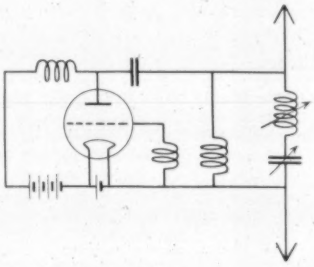


Fig. 5.

treten. Ohne auf Einzelheiten einzugehen, will ich kurz das Ergebnis meiner Versuche angeben:

Bei allen diesen verschiedenen Schaltungen (Fig. 4, 5, 6) und unwesentlichen Varianten derselben, wobei die Länge des Oszillators (Antenne plus Gegengewicht), zwischen $0 + 0$ und $250 + 370$ m variiert wurde, war es stets möglich, durch passende Dimensionierung des Schwin-

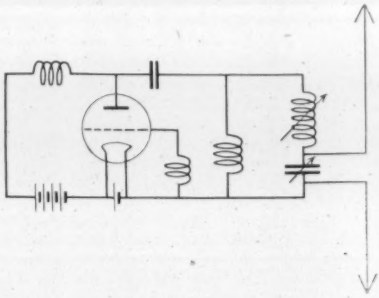


Fig. 6.

gungskreises (Kapazität C, Selbstinduktion L, Widerstand W), der Rückkoppelung K, sowie durch passende Wahl des Heizstroms (der 10 Watt-Röhre) den Schwingungsvorgang so nahe an ein Instabilitätsgebiet zu verlegen, daß durch ganz geringes Heben oder Senken der Antenne die Schwingung zum Abreißen oder Anspringen gebracht werden konnte. Bei einer symmetrischen Antenne von $30 + 30$ m z. B. konnte in einer Bodendistanz von 30 m die Instabilität dadurch hervorgerufen werden, daß das eine Antennen-

ende um $^1/_2$ m gehoben oder gesenkt wurde. Zum Variieren der Kapazität dienten 3 Drehkondensatoren von 2000, 200 und 20 cm maximaler Kapazität und 2 Variometer von 1 000 000 und 100 000 cm maximaler Selbstinduktion. Der Heizstrom variierte zwischen 2 und 3 Ampère. Nach einiger Übung gelingt es, durch Variieren der in Betracht kommenden Größen rasch die Abreiß- und Ansprunggebiete zu finden. Wieder konnte ich, auch bei diesen Versuchen, die genaue und leichte Reproduzierbarkeit des Phänomens konstatieren. Die Abreißbreite wurde stets kleiner als 1 cm gefunden.

Dieses günstige Ergebnis hat mich veranlaßt, bei dem Flugversuch mit dem großen amerikanischen Zeppelin-Luftschiff (Z.R. III), nicht, wie ursprünglich beabsichtigt, die Resonanzmethode, sondern die neu gefundene „Abreißmethode" anzuwenden. Die Abreißmethode empfiehlt sich ja nicht bloß durch ihre größere Einfachheit, indem hierbei statt eines Wellenmessers ein einfaches Hitzdrahtamperemeter zur Messung des Antennenstroms gebraucht wird, sondern sie ist auch in meßtechnischer Hinsicht der Resonanzmethode, auch in ihrer verfeinerten Form, prinzipiell überlegen.

Um das einzusehen, müssen wir uns zunächst darüber klar sein, daß die Abhängigkeit der Antennenkapazität von ihrer Konfiguration und Lage als etwas Gegebenes anzusehen ist. Wählt man beispielsweise einen einzelnen, zum Boden stets parallel liegenden Draht als Antenne, so ist seine Kapazität C bestimmt durch seine Länge l, seinen Radius r und die Bodendistanz h. Gegeben ist also auch der partielle Differentialquotient $\frac{\partial C}{\partial h}$ der Funktion $C(l, r, h)$. Diesen Differentialquotienten möchte man bei den elektroaviatischen Messungen möglichst groß haben. Dazu gibt es im ganzen nur 3 Mittel:

1. Man macht r sehr groß, was bei Zeppelin-Luftschiffen ohnehin der Fall ist;
2. man macht h sehr klein, fliegt sehr tief;
3. man macht l sehr groß (indem man etwa zwei oder mehrere Luftschiffe durch Antennendrähte verkoppelt).

Ein Viertes gibt es nicht und es wäre ein Irrtum zu meinen, daß man etwa durch Auffindung einer geeigneten Meßmethode jenen Differentialquotienten vergrößern könnte. Hier nun tritt die Überlegenheit der Abreißmethode zutage. Mit der Vergrößerung von r und l und Verkleinerung von h nämlich wächst die Kapazität und mit dieser die Resonanzbreite nach der bekannten Formel:

$$C_{\text{Res}} - C \backsim C^{3/2}_{\text{Res}}.$$

Darin bedeutet C_{Res} den Wert der Kapazität bei Resonanz, C jenen benachbarten Wert, wobei der Stromeffekt auf die Hälfte des Resonanzwertes herabsinkt.

Benutzt man also die Resonanzmethode, so wird wohl durch Vergrößerung der Antennenkapazität der nachzuweisende Effekt $\left(\text{der Differentialquotient } \frac{\partial C}{\partial h}\right)$ vergrößert, zugleich aber die Empfindlichkeit der Meßmethode geschwächt, da die Resonanzkurve sich verflacht.

Für die Abreißmethode besteht kein derartiger schädlicher Zusammenhang zwischen der „Abreißbreite" und der Antennenkapazität, wenigstens nicht innerhalb des untersuchten Intervalls von Antennenlängen, die zwischen 0 und 370 m variierten, sowie bei einer Meßgenauigkeit von 1 cm Kapazitätsänderung. Bei der Abreißmethode kann also der Höheneffekt durch Vergrößerung der Antennenkapazität ohne Verminderung der Meßempfindlichkeit gesteigert werden.

Handelt es sich nur um die Anzeige einer bestimmten (etwa minimalen) Höhenlage, was gegebenenfalls aus Sicherheitsgründen erwünscht sein könnte, so kann an Stelle des Holzdrahtinstruments zur Messung des Antennenstroms ein Glühlämpchen benutzt werden, das beim Passieren der kritischen Bodendistanz aufleuchtet (oder erlischt).

Einige Tage vor der Probefahrt habe ich einen Vorversuch in der Luftschiffhalle gemacht. Das Luftschiff wurde, um es vom Boden zu isolieren, in Schwebe gebracht. Der Sender wurde in der rückwärtigen (fünften) Maschinengondel aufgestellt. Von hier aus wurde die 180 m lange Antenne nach rückwärts aus der Halle geführt und an einer draußen befindlichen Magirusleiter isoliert befestigt. Die Photographien (Fig. 7 u. 8) zeigen die Anordnung, wie sie auch beim Flugversuch benützt wurde. In Fig. 7 sieht man die auf dem Motor befestigte Antennenhaspel und wie die Antenne mit Hilfe von Porzellanisolatoren zwischen den Streben der Pyramide hindurch über den quer fest gebremsten Propeller hinweg ins Freie geführt wird. Man sieht ferner am Ende der Antenne den von Herrn Dr. Wolfgang Klemperer empfohlenen Aluminiumblechtrichter von ca. 30 cm Durchmesser, der zum Spannen und Heben des Antennendrahtes bestimmt war und sich durch sein stabiles Verhalten auf der Fahrt gut bewährte. In Fig. 8 sieht man den improvisierten, hinter dem Kühler aufgebauten Tisch: In der Mitte der Röhrensender, rechts davon ein Weston-Milli-Ampere-

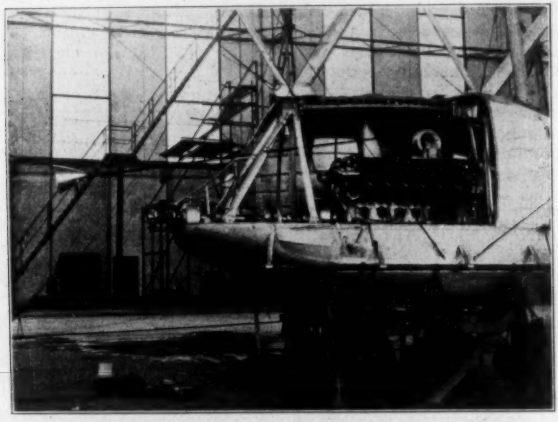


Fig. 7.

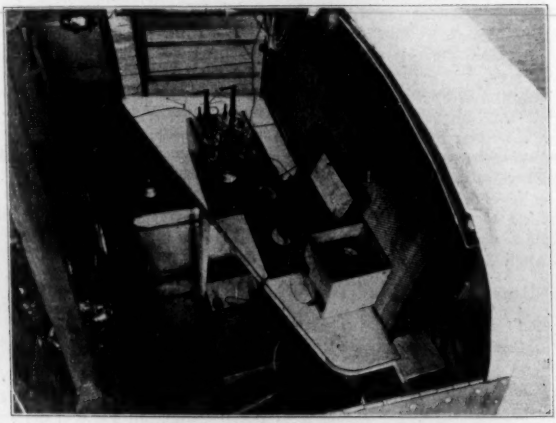


Fig. 8.

meter zur Kontrolle des Anodenstroms, links davon, in einen Kasten eingebaut, die bereits erwähnten 3 Drehkondensatoren und 2 Variometer nebst Weston-Thermo-Galvanometer zur Messung des Antennenstroms. Die Trockenbatterien für den Heiz- und Anodenstrom sieht man am Boden unter dem Tisch.

Um das Experiment vor dem Einwand zu sichern, daß das Abreißen oder Anspringen der Schwingungen durch eine zufällige, stärkere Erschütterung oder eine andere Störung verursacht wurde, habe ich die Konstanten des Röhrensenders so gewählt, daß der Schwingungsvorgang sich nicht in unmittelbarer Nähe eines Instabilitätsgebietes abspielte, sondern in geringer Entfernung davon, wo kleinen Kapazitätsänderungen sehr große, aber reversible Stromänderungen entsprechen, also noch keine Hysteresis auftritt.

Fig. 9 zeigt die benützte Primär-Rückkoppelungsschaltung. Der Stromschlüssel S dient, nach oben gestellt, zur Messung des Sättigungsstroms mit Hilfe des Weston-Milli-Amperemeters. Der von dem Röhrensender zu-

Eigenschwingungen erregte offene Schwingungskreis besteht aus der 180 m langen Antenne, die über das Weston-Thermogalvanometer, die Spule L, die 3 parallel geschalteten Kondensatoren und das Selbstinduktionsvariometer mit

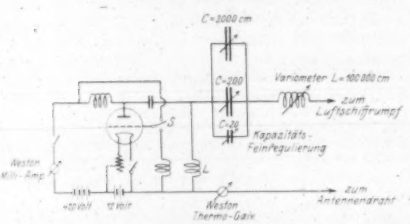


Fig. 9.

dem metallischen Luftschiffrumpf verbunden war.

Die Kapazität der 3 parallel geschalteten Antennenkondensatoren betrug beim Hallenversuch $C = 220 + 100 + 4 = 334$ cm, die Selbstinduktion des Variometers $L = 8000$ cm. Beim Flug, 500 m über der Ostsee, habe ich mit der gleichen Schaltung ein brauchbares, kapazitätsempfindliches, ebenfalls reversibles Schwingungsgebiet bei $C = 1112 + 80 + 6 = 1198$ cm, und bei $L = 8000$ cm gefunden. Der größere Wert von C ist offenbar auf Rechnung der größeren Bodendistanz und der hierdurch verringerten Antennenkapazität zu setzen.

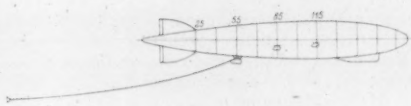


Fig. 10.

Das Flugexperiment fand gelegentlich der großen Deutschlandfahrt des Z. R. III., am Morgen des 2. Reisetages, dem 26. September 1924, zwischen 6 und 7 Uhr früh, über der Ostsee, in der Nähe von Swinemünde statt.

Knapp vor Beginn des Versuchs wurde der Motor der 5. Gondel abgestellt und die Apparate über die Leiter in die Maschinengondel geschafft. Der Transport und Aufbau der Apparate erforderte eine halbe Stunde. In 500 m über Wasser wurde die 180 m lange Antenne ausgegeben. Der Trichter am Antennenende benahm sich ruhig, die Antennenkurve war, infolge der Trichterwirkung, ganz schwach nach unten konvex, wie Fig. 10 erkennen läßt.

Bei dem Versuch hat Herr Ing. Dr. Wolfgang Klemperer als Vertreter des Luftschiffbau Zeppelin mitgewirkt.

Zunächst wurde beobachtet, daß in konstanter Flughöhe die Einstellung des Antennenstromanzeigers hinreichend ruhig war und daß weder die kleinen Bewegungen des Luftschiffs, noch die Vibrationen, welche trotz Abstellung des hinteren Motors fühlbar waren, störten. Die Höhenänderung wurde mit dem Maschinentelegraph bei der Schiffführung bestellt und von dort nach Erreichen quittiert und auf einem, auf 10 m genau zeigenden barometrischen Höhenmesser in der hinteren Gondel selber abgelesen. Das Ergebnis ist in Tabelle II und Fig. 11 enthalten.

Tabelle II.

Höhe über der Ostsee in m	Antennenstrom in Skalenteilen
500	90
400	70
370	60
360	50
350	46
380	60
400	70
430	80
490	90
430	80
390	70
360	50
340	40
370	50
400	60 (?)

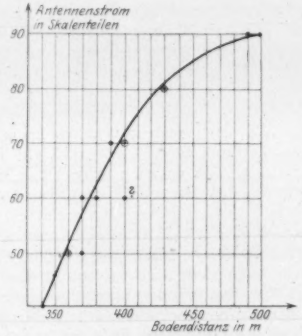


Fig. 11.

Bodendistanzmessung vom Z. R. III über der Ostsee.

Daß tatsächlich die Fahrthöhe und nicht z. B. die Trimmlage des Schiffs oder etwaige Geschwindigkeitsänderungen des Schiffs oder Kurven den Effekt hervorgerufen haben, wurde

durch zeitweiliges Horizontalfahren in verschiedenen Höhenstufen festgestellt.

Das günstige Ergebnis des Versuchs ist wesentlich bedingt durch die außerordentliche Ausdehnung des metallischen Luftschiffrumpfes. Die Kapazität des Luftschiffkörpers gegen Erde ist so groß, daß dagegen die Kapazität des dünnen Antennendrahtes gegen Erde verschwindet. Nach der erwähnten Formel von Sommerfeld und Bechert ist beispielsweise die Kapazität K einer Antenne von dem Radius $\varrho = 1$ mm und der Länge $l = 100$ m

$K = 418$ cm in der Höhe $h = 500$ m
$K = 422$ cm in der Höhe $h = 300$ m.

Für ein Zeppelin-Luftschiff der gleichen Länge $l = 100$ m und dem mittleren Radius $\varrho = 10$ m ist die Kapazität

$K = 1787$ cm in der Höhe $h = 500$ m
$K = 1989$ cm in der Höhe $h = 300$ m.

Die Kapazitätsänderung für das Luftschiff, $\Delta K = 202$ cm ist also wesentlich größer als die für die Antenne, $\Delta K = 4$ cm. Da nun, wie bereits erwähnt, bei der Abreißmethode zwischen der Abreißbreite und Kapazität — wenigstens im Gebiet meiner bisherigen Beobachtungen — kein Zusammenhang besteht, so bedeutet die Vergrößerung von ΔK einen absoluten Gewinn. Praktisch hat das die Konsequenz, daß man überhaupt auf die Antenne verzichten und statt dessen — als Gegengewicht zum Luftschiffrumpf — eine Spule mit kurzem, nachhängendem, am Ende beschwertem Drahtstück benützen kann. Damit entfällt auch das nicht ganz einfache, mechanische Problem, einen sehr langen Antennendraht (von einigen 100 m) in möglichst horizontaler Lage und unveränderter Form während des Fluges nachzuziehen. Beim Luftschiffkörper ist ja die starre Form von selbst gegeben und die horizontale Lage kann durch Steuerwirkung leicht eingehalten werden. Ein weiterer praktischer Vorteil besteht darin, daß der kurze Gegengewichtsdraht auch von der Bugseite des Luftschiffes, etwa aus der Passagierkajüte ausgelassen werden kann, daß es also nicht nötig ist, den Sender möglichst nahe dem Heck (etwa in der rückwärtigen Maschinengondel) unterzubringen. Der „Durchgriff" des Luftschiffkörpers durch den Gegengewichtsdraht gegen Erde ist ja so groß, daß wegen des Vorhandenseins dieses Drahtes wohl keine Verminderung des Höheneffekts zu befürchten ist.

Zum Schluß erfülle ich die angenehme Pflicht, den Herren Dr. Eckener und Dr. Dürr des Luftschiffbau Zeppelin für die Ermöglichung dieser Versuche und die außerordentliche Förderung zu danken, die sie meinen Bestrebungen von Anbeginn haben zuteil werden lassen. Zu großem Danke bin ich auch Herrn Ing. Taussig (der Generaldirektion der Bundesbahnen in Wien) verpflichtet, der, als Delegierter Deutsch-Österreichs, das Problem der elektroaviatischen Erderforschung vor der ersten „Weltkraftkonferenz" in London zur Sprache gebracht hat[1]).

1) Oskar Taussig, Electro-aeronautic research work (The First World Power Conference, London 1924), vgl. auch „Elektrotechnik und Maschinenbau". Zeitschrift des Elektrotechnischen Vereins in Wien, Heft 46, 1924.

(Eingegangen 28. August 1925.)

Ein neues Fadenelektrometer.

Von Werner Kolhörster.

Zu Messungen der durchdringenden Strahlung hatte ich für meine neuen Strahlungsapparate ein Fadenelektrometer konstruiert[1]), das ohne die bei derartigen Instrumenten notwendige Temperaturkompensation arbeitet. Da es sich auch für andere elektrostatische Messungen seiner Vorzüge und allgemeinen Verwendbarkeit halber als geeignet erwies, so seien hier einige Angaben über die Instrumente[2]) gemacht.

Prinzip: Als Gegenkraft gegen die elektrostatischen Abstoßungskräfte dient allein die Biegungselastizität der feinen Quarzfäden, die die Form vertikal stehender, frei tragender Schlingen haben und deren Enden in einigen Millimetern Abstand voneinander an einem Metallblech befestigt sind, das in den Isolator eingesetzt wird. Entsprechend den Ein- und Zweifadenelektrometern kann man Systeme mit einer oder zwei kongruenten Schlingen verwenden, die von einem Mikroskop mit Okularmikrometer am Scheitel der Schlingen abgelesen werden. Lädt man das System, so tritt keine merkliche Formänderung der Schlingen ein, diese bewegen sich vielmehr in der Horizontalen und erscheinen im Gesichtsfelde der Okularskala als schwarze, vertikale Striche, genau wie bei den anderen Fadenelektrometern. Infolge des geringen Abstandes des Mikroskopobjektives von der anvisierten Stelle, der etwa 20—30 mm beträgt, sind durch Temperaturunterschiede hervorgerufene Änderungen des Objektivabstandes viel zu gering, um von irgend welchem Einfluß auf die Ablesungen zu sein.

1) W. Kolhörster, Zeitschr. f. Instr. **44**, 33, 1924 u. **44**, 494, 1924.

2) Die Elektrometer werden von der Firma Günther & Tegetmeyer, Braunschweig angefertigt.

Ausführung: In den Figuren Nr. 1—3 sind Außen- und Innenansicht der Instrumente wiedergegeben, letztere in natürlicher Größe. Die Abmessungen sind klein; sie betragen etwa $4 \times 5{,}5 \times 6$ cm, mit Mikroskop $4 \times 5{,}5 \times 23$ cm. Man erkennt das von durchsichtigen Bernsteinisolatoren gehaltene Fadensystem und die gleichfalls mit Bernstein isolierten, schwenkbaren Schneiden. Diese sind zwar bei Verwendung als Zweifadeninstrument nicht notwendig, sie werden aber ganz allgemein eingebaut, weil dadurch die Möglichkeit besteht, ein und dasselbe Instrument durch Auswechseln des Systems als Ein- oder Zweifadenelektrometer zu verwenden

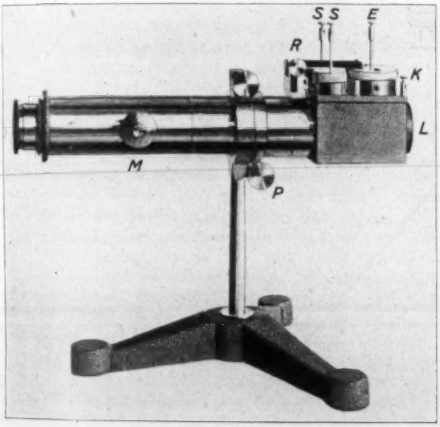


Fig. 1.

und bei letzterem Meßbereich und Voltempfindlichkeit durch besondere Schaltung oder Hilfsladung zu verändern. Eine feinere Änderung läßt sich durch Verschwenken der Schneiden erzielen, die um die längere Rechteckseite drehbar, mehr oder weniger den Fäden genähert werden können. Jedoch sind die Schneiden derartig angebracht, daß die Fäden sie nie zu berühren vermögen, so daß das lästige Kleben der Fäden bei Überladung vollständig vermieden wird und die Elektrometer sehr hohe Überspannungen vertragen, ohne Schaden zu nehmen. Voltempfindlichkeit und Meßbereich, die in erster Linie von der Dicke und Form der Fäden abhängig sind, können also durch besondere Schaltung und Hilfsladung noch beträchtlich geändert werden. Das ist natürlich für die Verwendbarkeit der Instrumente ebenso von Bedeutung wie die kleine Kapazität, die unter 2 cm liegt, wobei noch der größte Teil auf die Zuleitungen entfällt; denn das Fadensystem mit Träger allein hat nur etwa 0,2 cm

Fig. 2.

Kapazität. Das hat den Vorteil, daß man bei Strommessungen mit verhältnismäßig geringer Voltempfindlichkeit auskommen kann, was das Arbeiten ungemein erleichtert. Ebenso wird dadurch die Transportfähigkeit der Elektro-

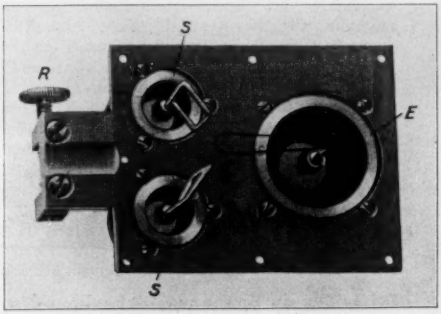


Fig. 3.

meter, welche allein schon durch die Form der Fäden gewährleistet wird, noch erhöht ohne daß irgendwelche Arretierungen nötig wären. Die Isolierungsfähigkeit des Instrumentes ist dank dem kleinem Luftvolumen des Gehäuses von ungefähr 50 ccm recht gut, zumal auch die

Elektrizitätsverluste über den Isolator durch Verwendung von Bernstein soweit als irgend möglich herabgesetzt sind. In den beigefügten Figuren 1 (Seitenansicht), 2 (Aufsicht) und 3 (Innensicht) bezeichnen: M die Scharf-

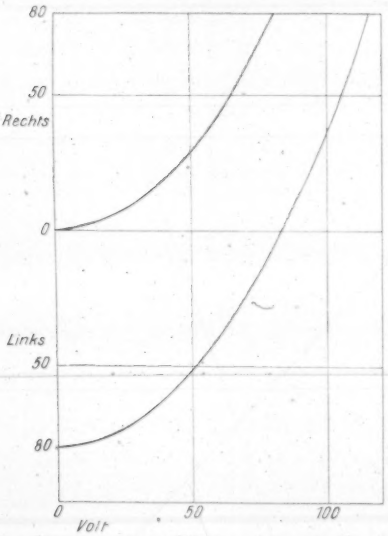


Fig. 4.

einstellung des Mikroskops, P die Klemmschraube für letzteres; R dient zum Verschwenken der Fäden, um sie symmetrisch zur Skala einzustellen, S sind die beiden Klemmschrauben für die Hilfskonduktoren, E und K für Fäden- und Erdanschluß. Innerhalb des kurzen Rohrstutzens L an der Rückwand befindet sich das Beleuchtungsfenster; im Innenrand von L kann ein Sprengring mit Spiegel eingesetzt werden, während zur Beleuchtung mit künstlicher Lichtquelle über L eine Kapsel mit niedervoltigem Glühlämpchen geschraubt wird. Zum Registrieren bei nicht zu schnellem Ablauf des Registrierstreifens genügen 2—4 Voltlampen, zu Projektionszwecken für objektive Ablesung Nitra oder kleine Bogenlampen, wobei die Optik eine Vergrößerung bis auf 2 m Bilddurchmesser gestattet.

Ergebnisse von Volteichungen mit solchen Ein- und Zweifadeninstrumenten sind in den Figuren Nr. 4 und Nr. 5 dargestellt. In idio-

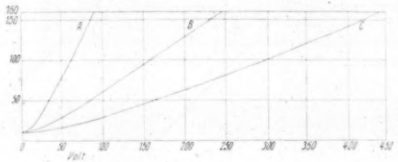


Fig. 5.

statischer Schaltung (Faden mit einer Schneide verbunden, die andere geerdet) beträgt die Voltempfindlichkeit bei dem Instrument Nr. 5040 etwa 1 Skalenteil = 0,57 Volt die Kapazität 1,62 cm, so daß einem Skalenteil eine Ladung von $3{,}1 \cdot 10^{-3}$ elst. Einheiten entspricht. Höhere Empfindlichkeit läßt sich durch Anlegen von Hilfsspannung an die Schneiden erzielen, wobei man etwa 1 Skalenteil = 0,01 Volt erreichen kann.

In Figur 5 sind Eichkurven des Elektrometers Nr. 5038 wiedergegeben. Die Voltempfindlichkeit dieses Instrumentes bewegt sich zwischen 1 Skalenteil ungefähr 0,5—2,7 Volt, je nachdem man Fäden oder Schneiden an die zu messende Spannung legt. Übersteigen die Potentiale den eigentlichen Meßbereich, so lassen sie sich dennoch bequem in der Weise messen, daß man die Spannung an die Schneiden legt und dem Fadenpaar eine passende Hilfsladung erteilt, wie folgende Übersicht zeigt, die sich auf das Zweifadenelektrometer Nr. 5037 bezieht.

Fäden an Spannung, Schneiden geerdet:

Meßbereich:	0—100 Volt
Empfindlichkeit:	1 Skt = 0,3 „

Schneiden an Spannung, Schneiden den Fäden bis zum Anschlag genähert:

	Fäden geerdet	Fäden an 76 Volt	Fäden an 150 Volt
Meßbereich:	60—220 Volt	120—380 „	300—700 „
Empfindlichkeit:	1 Skt = 0,9 „	1 Skt = 0,9 „	1 Skt = 1,1 „

Schneiden an Spannung, Schneiden von den Fäden bis zum Anschlag entfernt:

	Fäden geerdet	Fäden an 76 Volt	Fäden an 150 Volt
Meßbereich:	100—330 Volt	300—700 „	500—900 „
Empfindlichkeit:	1 Skt = 1,3 „	1 Skt = 2,2 „	1 Skt = 2,6 „

Durch ein und dasselbe Instrument lassen sich also Spannungen von 0—900 Volt mit verschiedener Empfindlichkeit messen; zur Erzeugung der Hilfsspannung sind am bequemsten und billigsten käufliche Anodenbatterien zu verwenden. Ersetzt man das Zweifaden- durch ein Einfadensystem, so beherrscht man also einen Meßbereich von rund 0,01—1000 Volt mit einem Elektrometer.

Zusammenfassend wäre zu sagen, daß die Instrumente durch kleine Abmessungen, weiten Meßbereich und hohe Stromempfindlichkeit sowie Unabhängigkeit von äußeren Einflüssen sich auszeichnen. Letzteres macht sie für Arbeiten außerhalb des Laboratoriums unter schwierigen Verhältnissen und für luftelektrische Beobachtungen besonders geeignet.

Die Firma Günther & Tegetmeyer, Braunschweig hat die hier abgebildeten Instrumente nach einer Laboratoriumskonstruktion von Dr. Berg und mir ausgeführt.

(Eingegangen 29. August 1925.)

Bemerkung über die Reflexion von Röntgenstrahlen an Bromkaliumkristallen.

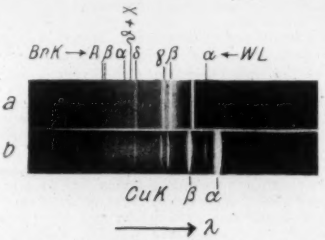
Von Helmuth Kulenkampff.

Vor einigen Jahren haben Duane und seine Mitarbeiter über Spektraluntersuchungen berichtet, bei denen sie als reflektierenden Spektrometerkristall verschiedene Alkalihalogenkristalle verwendeten; es zeigte sich, daß in dem iontometrisch aufgenommenen Röntgenspektrum die Linien der K-Serie des Halogenatoms auftraten. Sie haben seitdem in einer großen Zahl von Arbeiten[1]) diese Erscheinung eingehend untersucht und Spektralkurven mitgeteilt, in denen die K-Linien auch in höheren Reflexionsordnungen noch deutlich hervortreten. Es überrascht deshalb, daß Armstrong, Duane und Havighurst[2]) in einer vor kurzem veröffentlichten Untersuchung feststellen mußten, daß besonders gute KJ- und CsJ-Kristalle ein vollkommen normales Spektrum geben, wie es, unter Berücksichtigung der selektiven Absorptionseigenschaften der Kristalle, zu erwarten ist. Die mit dem Ionisationsspektrometer ausgemessene Kurve zeigt keinerlei Andeutung der Jodlinien.

Bei photographischen Aufnahmen des Spektrums mit Bromkalium nach der Drehkristallmethode erhielt B. Walter[3]) ebenfalls ein negatives Resultat; G. Mie, der glaubte, an anderen Kristallen eine solche selektive Reflexion gefunden zu haben, konnte dies später auf nicht beachtete Wolframlinien und Verwachsungen im Kristall zurückführen[1]). Ähnlich suchen jetzt auch Duane und seine Mitarbeiter ihre früheren Resultate damit zu erklären, daß die damals benutzten Kristalle nicht gleichmäßig gebaut waren. Es ist schwer, sich vorzustellen, wie dadurch so scharf ausgeprägte Linien richtiger Wellenlänge vorgetäuscht werden können.

In Anbetracht der Tatsache, daß die Frage des Auftretens oder Nichtauftretens dieser selektiven Reflexionen so ungemein wichtig ist für unsere Vorstellungen über das Wesen der Fluoreszenzstrahlung, glaube ich noch kurz über Versuche berichten zu dürfen, die ich schon vor längerer Zeit — im Frühjahr 1924 — ausgeführt habe. Ich untersuchte mit einem Bromkaliumkristall photographisch das Spektrum einer Glühkathodenröhre mit Kupferantikathode; es war beabsichtigt, das gleiche mit einem Ionisationsspektrometer auszuführen. Die hierfür erwünschten größeren KBr-Kristalle konnte ich zunächst nicht erhalten, und teils aus diesem, teils aus anderen Gründen habe ich die Untersuchung nicht fortgeführt. Nun scheint es nach der letzten Arbeit von Duane und seinen Mitarbeitern, daß gerade der Umstand, daß ich nur sehr kleine Kristalle benutzte, günstig war für eine einwandfreie Untersuchung; die verwendeten Kristalle waren aus einem größeren Vorrat gewöhnlichen Bromkaliums sorgfältig ausgesucht.

Zwei der erhaltenen Aufnahmen sind in der beigefügten Figur wiedergegeben; die eine, mit



a = Schneidenmethode, b = Drehkristallmethode.

Drehkristall, bestätigt die Resultate von Walter, auch hinsichtlich des starken Intensitätsabfalls jenseits der Bromabsorptionsgrenze A, welche die erhöhte Plattenempfindlichkeit für diesen Spektralbereich bei weitem überkompensiert.

1) Proc. Nat. Acad. Amer. 1922, 1923, 1924.
2) ebenda **11**, 218, 1925.
3) Zeitschr. f. Phys. **20**, 257, 1923.

1) Zeitschr. f. Phys. **15**, 56 und **18**, 105, 1923.

Die zweite Aufnahme wurde mit dem gleichen Kristall und annähernd gleich großer Dispersion nach der Seemannschen Schneidenmethode hergestellt. Bei der Anwendung gerade dieser Methode ließ ich mich von Überlegungen leiten, wie sie Kossel[1]) formuliert hat, daß nämlich die Bromlinien möglicherweise unter einem gegen die Kristalloberfläche festen Winkel reflektiert werden. Sie müßten dann, im Gegensatz zur Drehkristallaufnahme, bei der Schneidenmethode erscheinen, da hier Kristall und photographische Platte gleichzeitig gedreht werden.

Die Aufnahme erweist sich in allen wesentlichen Punkten als identisch mit der Drehkristallaufnahme; daß die Linien etwas unschärfer sind, rührt daher, daß ich nur eine roh improvisierte Anordnung benutzte. Die Expositionszeit war zweifellos ausreichend, wie sich aus dem Auftreten selbst sehr schwacher Linien der L-Serie des Wolframs ergibt, welches selbst nur als Verunreinigung auf der Antikathode vorhanden ist. Die $WL_{\alpha'}$, sowie Cu K_α-Linien lagen übrigens außerhalb des Drehbereiches, so daß sie, relativ schwach, nur auf der Drehkristallaufnahme erscheinen. Mit Hilfe der Wolframlinien ist die zu erwartende Lage der Bromlinien sehr genau angebbar; aber gerade an den fraglichen Stellen sind sicher keine Linien vorhanden, während die der Br K_α-Linie ($\lambda = 1038$ X.E.) unmittelbar benachbarten sehr schwachen Wolframlinien L_β (1072) und L_γ (1060) jedenfalls auf der Originalplatte noch zu erkennen sind. Ich möchte übrigens bemerken, daß nach meinen sonstigen Erfahrungen eine Linie etwa von der Stärke WL_δ bei Messung mittels Ionisationskammer relativ zum kontinuierlichen Untergrund kaum noch feststellbar sein dürfte; die photographische Methode ist in dieser Hinsicht erheblich überlegen.

Den von Walter und jetzt von Duane festgestellten Tatsachen können wir also als Ergänzung die weitere hinzufügen, daß auch mit der Schneidenmethode eine selektive Reflexion von merklicher Intensität nicht auffindbar ist.

München, Physikal. Institut der Technischen Hochschule, 21. August 1925.

(Eingegangen 29. August 1925.)

1) Zeitschr. f. Phys. **23**, 278, 1924; man vergleiche dazu auch die ähnlichen Vorstellungen von W. Duane, Proc. Nat. Acad. Amer. 11, 175, 1925.

BESPRECHUNGEN.

E. Back und A. Landé, Zeemaneffekt und Multiplettstruktur der Spektrallinien. 8°. XII und 213 S. mit 25 Textabbildungen und 2 Tafeln. Berlin, Julius Springer. 1925. Geb. M. 15.90.

Die Atomphysik hat seit den ersten Arbeiten von Niels Bohr einen solchen Umfang angenommen, daß es selbst dem auf diesem Gebiet arbeitenden Forscher kaum mehr möglich ist, die gesamte, in den Zeitschriften der ganzen Welt zerstreute Literatur zu überblicken. Hier soll nun die von M. Born und J. Franck herausgegebene Sammlung „Struktur der Materie in Einzeldarstellungen" eingreifen, in der eng begrenzte Spezialgebiete von Fachleuten erschöpfend dargestellt werden. Als erster Band dieser Sammlung erschien vorliegende Monographie über Zeemaneffekt und Multiplettstruktur. Gerade der Zeemaneffekt zeigt, welch enges Zusammenarbeiten von Theorie und Experiment zur Erreichung eines Fortschritts erforderlich ist und so ist es kein Zufall, daß dieses Gebiet gemeinsam von einem theoretischen und experimentellen Forscher behandelt wird. Das Buch beginnt zweckmäßigerweise mit der Theorie und bringt zunächst die klassische und die quantentheoretische Theorie des normalen Zeemaneffekts. Darauf wird der empirische Befund beim anomalen Effekt und dessen Auflösung in Term- statt Linienaufspaltungen behandelt, worauf die Systematik der Termmultiplizitäten entwickelt wird. Für die Termbezeichnung, bei der bekanntlich heute große Anarchie herrscht, wird eine Symbolik gewählt, bei der die Multiplizität r des Systems, zu dem der Term gehört, als oberer, die Quantenzahlen k und j als untere Indizes an die wahre Hauptquantenzahl gehängt werden (in einem Triplettsystem wird z. B. der Term np_3 durch n^3p_{20} dargestellt). Diese Bezeichnung steht der neuerdings von Saunders vorgeschlagenen, bei welcher der obige Term n^3P_0 lauten würde, an Prägnanz und Erhaltung des brauchbaren Alten erheblich nach, doch ist dies schließlich Geschmackssache. Im übrigen werden die Terme aber nicht durch die Quantenzahlen j und k, sondern durch die von diesen um die Größe $\pm$ ½ verschiedenen J, K, R gekennzeichnet, in welchen dann die Formel für die anomale Termaufspaltung die schöne, von Landé entdeckte Form annimmt. Diese Zahlen werden dann modellmäßig als die Impulsmomente des ganzen Atoms (J), des Leuchtelektrons (K) und des Rumpfes (R) gedeutet. Zum Schluß dieses Abschnitts wird eine Theorie der Multipletts höherer Stufe, wie sie beim Neon auftreten, entwickelt. Es folgt eine Darstellung des Paschen-Back-Verwandlungseffekts und des Zusammenhangs zwischen anomalen Zeemaneffekt und andern Erscheinungen des Atommagnetismus. Der letzte Abschnitt des theoretischen Teils behandelt den merkwürdigen Dualismus, der die optischen Dubletts einerseits relativistischen, andererseits magnetischen Ursprungs erscheinen läßt. Die zweite Hälfte des Buchs bringt die experimentellen Grundlagen der erreichten Forschungsergebnisse. In breiter Form werden die Lichtquellen und ihre Eigenschaften, die Erzeugung und Ausmessung der Magnetfelder sowie die berühmte Tübinger Gitteraufstellung beschrieben. Für die ausführliche Mitteilung vieler Details wird den Verff. jeder, der selbst auf diesem Gebiet praktisch arbeitet, dank-

bar sein. Im letzten Abschnitt wird die praktische Auswertung der Zeemantypen behandelt, die dabei, z. B. infolge beginnenden Verwandlungseffekts, auftretenden Schwierigkeiten und ihre Überwindung werden ausführlich erörtert. Das Buch schließt mit einer Tabelle der erforschten Aufspaltungsbilder. Ein besondere Zierde sind zwei in Bromsilber ausgeführte prachtvolle Tafeln mit Vergrößerungen von Tübinger Originalaufnahmen. — Da das Buch nicht als Lehrbuch für den Anfänger bestimmt ist, hätte im ersten Teil etwas mehr auf die Einwände gegen die vorgetragene Theorie eingegangen werden können, z. B. auf die Einwände von G. Wentzel gegen die Theorie der Multipletts höherer Stufe, sowie auf das große von P. Weiß vorgebrachte magnetochemische Material, das sich nun einmal auch bei Einführung der Richtungsquantelung und der g-Faktoren nicht restlos durch Bohrsche Magnetonen erklären läßt. Joos.

O. Knoblauch, E. Raisch, H. Hausen, Tabellen und Diagramme für Wasserdampf, berechnet aus der spezifischen Wärme. gr. 8°. 32 S., mit 4 Abbildungen u. 3 Diagrammtafeln. München u. Berlin, R. Oldenbourg. 1923. M. 2.40.

Die neuesten Münchener Bestimmungen der spezifischen Wärme des Wasserdampfes werden zur Aufstellung einer Zustandsgleichung benutzt, indem die bekannte Gleichung

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = -AT\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p$$

zweimal nach T integriert wird. Dabei wird für c_p eine die genannten Bestimmungen genügend wiedergebende empirische Funktion von T und p benutzt, die auch für den kritischen Punkt den richtigen Wert ergibt (hingegen gibt sie nicht den theoretischen Grenzwert für $T = 0$). Die erste Integrationskonstante wird so bestimmt, daß für $T = \infty$ das Idealgasgesetz gilt. Dies ist theoretisch nicht richtig; jedoch wird der hierbei auftretende Fehler durch die zweite empirisch bestimmte Integrationskonstante für die praktische Auswertung von v wieder ausgeglichen.

Aus der empirischen Beziehung für c_p und der gewonnenen (nach obigem aber nicht einwandfreien) Zustandsgleichung werden dann die Entropie und der Wärmeinhalt berechnet und es werden darnach ausführliche Dampftabellen zwischen 0° und 275° C und 0,02 und 60 kg/cm² gegeben. Die Kontrollberechnungen mittels der Clausius-Clapeyronschen Gleichung sowie mittels des empirischen Materials zeigen gute Übereinstimmung. Außer zur Aufstellung dieser Tabellen sind die abgeleiteten Gleichungen zur Konstruktion folgender Diagramme benutzt worden: 1. c_p, t, p-, 2. i, s und 3. i, p-Diagramm, welche durch ihre Übersichtlichkeit und ihren großen Maßstab zur praktischen Anwendung sehr geeignet scheinen. L. Schames.

F. Bürk, Entropie des Wasserdampfes in elementarer Ableitung. 8°. 47 S. Mit 11 Fig. u. 4 Abb. Leipzig, O. Spamer. 1924. Geb. M. 2.60.

Verf. versucht den Entropiebegriff elementar abzuleiten und gibt im Anschluß daran Tabellen für gesättigten Wasserdampf teils nach Mollier, teils nach Knoblauch, Raisch, Hausen (vgl. voranstehendes Ref.). Außerdem gibt er eine Tabelle für überhitzten Dampf nach einer empirischen Formel von Zeuner.
L. Schames.

A. Brill, Vorlesungen über ebene algebraische Kurven und algebraische Funktionen. 4°. X u. 340 S. Mit 126 Abbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G. 1925. M. 17.50, geb. M. 20.—.

Brill ist Klassiker auf dem in diesem Buche behandelten Gebiete, und der Name des Verfassers ist für den Mathematiker schon Bürge, daß etwas Ausgezeichnetes und Erlesenes geboten wird. Eine solche klare, streng durchgeführte und doch elementar gehaltene Darstellung der Theorie war geradezu ein Bedürfnis. Für den Physiker hat das genaue Eingehen auf die gestaltlichen Eigenschaften der algebraischen Kurven besonderes Interesse. Wie Brill im Vorwort selbst betont, nähert er sich hier wieder den ersten Entdeckern auf diesem Gebiete, nämlich Descartes, Newton, Cramer und Euler, die ihr Augenmerk auf die für die Gestalt der Kurve wichtigen Näherungskurven an den singulären Stellen und die ins Unendliche sich erstreckenden Zweige richteten. Brill geht in dem ersten Teil, der dem allgemeinen Verlauf der algebraischen Kurven gewidmet ist, auch auf das für praktisches Kurvenzeichnen wichtige, von Reuschle 1886 eingeführte, von Reuschle „Signierungsprinzip", von Brill besser „Gebietseinteilung" durch Binomialzerlegung benannte Verfahren ein, das erlaubt, auf elementare Weise die Gebiete rasch zu bestimmen, in denen allein die Kurve verlaufen kann, wodurch man einen guten Überblick über den ungefähren Verlauf erhält. An zahlreichen Beispielen wird darüber hinaus die Diskussion der gestaltlichen Verhältnisse entwickelt. Der zweite Teil entwickelt die Theorie der algebraischen Funktionen und untersucht speziell das Verhalten der Kurven in der Umgebung eines singulären Punktes. Der dritte Teil beginnt mit der Theorie der Resultanten, um die Multiplizität des Schnittpunktes zweier Kurven bestimmen zu können. Dann werden die Plückerschen Formeln entwickelt und es wird eine kurze Einführung in die Invariantentheorie mit Anwendung auf die Kurven dritter Ordnung gegeben. Im vierten und letzten Teil werden die mit birationalen Transformationen zusammenhängenden Eigenschaften der Kurven entwickelt und im Anschluß an den Noetherschen Fundamentalsatz die Punktgruppen auf einer Kurve untersucht.

Es ist zu wünschen und wohl auch zu hoffen, daß das schöne Buch dazu beitragen wird, daß die Theorie der algebraischen Kurven wieder mehr, wie in den letzten Jahren, überall in Vorlesungen behandelt wird. Hilb.

K. Becker u. F. Ebert, Metallröntgenröhren. (Sammlung Vieweg Heft 75.) 8°. IV u. 62 S. Mit 34 Abb. Braunschweig, Vieweg. 1925. M. 3.60.

Die bei knapper Fassung recht inhaltreiche Schrift beabsichtigt in der Hauptsache die wichtigsten Punkte anzugeben, auf welche bei Einrichtung eines Röntgenlaboratoriums für physikalische und chemische, weniger technische Zwecke zu achten ist.

Die kurze Einleitung allgemeiner Art setzt vor allem die Vorzüge der Metallröntgenröhren für die genannten Zwecke ins rechte Licht. Der Hauptteil des Werkchens behandelt die für Anlage und Betrieb notwendigen Gesichtspunkte, wobei besonders die ausführliche Besprechung der verschiedenen Entwicklungsformen von Metallröhren, eine ausführliche Tabelle über die Leistungsfähigkeit verschiedener Pumpen und, was stets besonders zu schätzen ist, ein Abschnitt

„Kunstgriffe" hervorgehoben sei. Die Schrift schließt mit je einem Kapitel über „optimale Ausnutzung der Röntgenstrahlintensität" und „Schutzmaßnahmen".

Das Büchlein kann allen, die mit Röntgenröhren überhaupt zu arbeiten haben, zum Studium empfohlen werden. E. Nies.

M. C. Neuburger, Kristallbau und Röntgenstrahlen. (Sonderausgabe a. d. Sammlg. chem. u. chem.-techn. Vorträge, hrsg. von Herz, Breslau, Bd. 27.) 8°. 110 S. m. 10 Abb. Stuttgart, F. Enke. 1924. M. 4.—.

Trotzdem über diesen Gegenstand bereits das ausgezeichnete Buch von P. P. Ewald vorliegt, ist die Herausgabe dieses Werkes begrüßenswert. Denn während sich Ewald die Darstellung der Forschungsmethode zur Hauptaufgabe gestellt hat, hat Neuburger von dem von Ewald behandelten Stoff nur die Ergebnisse der Strukturforschung als Gegenstand seiner Schrift gewählt und kann, da das Ewaldsche Werk bereits ein Jahr weiter zurückliegt, hierin allerlei Neues bieten. Außerdem ist eine wohlfeile und kurzgefaßte Darstellung des Gegenstands angesichts seiner Wichtigkeit gewiß in weiteren Kreisen erwünscht.

Nach einer kurzen Einleitung über die verschiedenen Verfahren der Röntgenspektroskopie wird die Auswertung der Laue- und Debye-Scherrer-Photogramme behandelt. Der Hauptteil der Schrift ist den Ergebnissen der Strukturforschung und der Gittertheorie der Kristalle gewidmet, unter mehr oder weniger ausführlichem Eingehen auf die Probleme der Mischkristalle, der Faserstruktur, der Gitterenergien, der Valenz- und Koordinationslehre. Eine Abschweifung vom eigentlichen Gegenstand bildet die Darstellung der Röntgenspektren und der Bohrschen Atomtheorie. Die Literatur ist bis April 1924 berücksichtigt und verzeichnet. E. Nies.

A. Wigand, Luftelektrische Untersuchungen bei Flugzeugaufstiegen. Fortschritte der Chemie, Physik und Physikalischen Chemie. Band 18, Heft 5. 8°. 52 S. mit 11 Fig. Berlin W 35, Verlagsbuchhandlung Gebr. Borntraeger. 1925. M. 4.50.

Wigand erörtert in diesem Büchlein die Bedingungen und Vorzüge luftelektrischer Messungen im Flugzeuge. — Zur Messung zeitlicher Mittelwerte des Ionengehaltes wird der Ebertsche Ionenzähler den Versuchsbedingungen im Flugzeug angepaßt und erprobt. — Ein brauchbares Verfahren zur Messung elektrischer Spannungen vom Flugzeug aus wird entwickelt, ein passender radioaktiver Kollektor beschrieben. Infolge der positiven Selbstaufladung des Motors läßt sich das luftelektrische Spannungsgefälle nicht ungestört messen. — Für technische Zwecke — Zündungsgefahr von Luftschiffen — läßt sich diese Aufladung genügend beseitigen. — Zur absoluten direkten Messung des Radium-Emanationsgehaltes der Luft wird eine Kondensationsmethode ausgebildet, erprobt und der Beweis erbracht, daß die Radium-Emanation aus dem Erdboden stammt. Karl Bergwitz.

H. Neumann, Heinrich Wilhelm Dove. Eine Naturforscher-Biographie. 8°. 88 S. Mit 8 Abb. u. 5 Faksim. H. Krumbhaar, Liegnitz. 1925. M. 2.50.

Eine mit vieler Liebe zusammengestellte Biographie Doves, dessen Verdienste um die Begründung der Klimakunde heute allgemein anerkannt sind, während seine Ansichten über Luftbewegung sehr verschieden beurteilt, seine rein physikalischen Arbeiten (112 Schriften gegenüber 264 meteorologischen), vornehmlich aus dem Gebiete der Optik, kaum noch erwähnt werden. Lehrreiche Einblicke in die engen Verhältnisse, unter denen vor achtzig Jahren wissenschaftlich gearbeitet werden mußte, in den darauffolgenden Aufschwung der Berliner Universität und Akademie, die etwa bis in die siebziger Jahre des vergangenen Jahrhunderts verfolgt werden; vor allem aber ein recht lebendiger, wenn auch enger Ausschnitt aus dem Kreis hervorragender Wissenschaftler, mit denen Doves regsamer vielseitiger Geist in Berührung kam.

Wilhelm Schmidt.

H. Greinacher, Über die Konstitution der Elektrizität. gr. 8°. 23 S. Bern, Paul Haupt, Akademische Buchhandlung. 1925. M. —.80.

In dieser an der Universität in Bern gehaltenen Antrittsvorlesung gibt uns Greinacher in kurzen Umrissen den heutigen Stand unserer Kenntnisse von Gestalt und Eigenschaften der Elektronen.

Er beschreibt die von der Materie losgelöste Elektrizität der Kathodenstrahlen, erörtert die Bestimmung von Ladung und Masse freier Elektronen, deutet kurz an, wie die räumlichen Dimensionen des Elektrons ermittelt werden könnten, gibt einen Umriß unserer heutigen Auffassung des Elektrons als Baustein der Materie und endigt mit der Erörterung unserer dualistischen Auffassung der Elektrizität und der Eigenschaften des Protons.

Otto Klemperer.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Wien Dr. Artur Wagner für Physik der Erde.

Ernannt: Ing. cand. polyt. Max Müller vom Chemischen Laboratorium der Polytechnischen Schule in Kopenhagen zum Professor der Chemie an der Universität Bangkok, der Privatdozent für Physik der Erde an der Universität Wien Dr. Artur Wagner zum a. o. Professor, der Dozent für Chemie an der Capetown University Dr. William Francis Barker zum Professor der anorganischen und organischen Chemie am Rhodes University College Grahamstown (Südafrika).

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor der Mathematik an der Universität Münster Geh. Regierungsrat Dr. Reinhold v. Lilienthal.

Gestorben: Der ord. Professor für Geodäsie und Astronomie an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Ernst v. Hammer, Geh. Studienrat Professor Dr. Friedrich Poske, Herausgeber der Zeitschrift für physikalischen und chemischen Unterricht, der frühere ord. Professor für Experimentalphysik an der Akademie in Posen, zuletzt Physiker der Urania in Berlin, Geh. Regierungsrat Dr. Paul Spies, der frühere Dekan der Fakultät für Chemie an der Columbia Universität in New York Dr. Charles F. Chandler.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

MAX KOHL A.-G.

Physikalische Apparate

Demonstrations-Rundfunk-Empfangs-Apparate
Oelluftpumpen und Gebläse
Längen- und Kreisteilmaschinen
Komparatoren ✳ Funkeninduktoren
Megadiaskope ✳ Verdunkelungen
Experimentier-Schalttafeln
Laboratorienmöbel

Max Kohl A.-G. Chemnitz 4

Gründungsjahr 1876

Der Kauf von physikalischen Apparaten ist Vertrauenssache!

Pfeiffer's

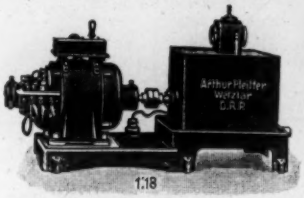
1:20

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe ganz aus Stahl D. R. P. angem.

15 Liter bis zum Aussetzen jeder Entladung in 10 Sek. vom Vorvakuum ab.

Listen von Abt. H anfordern.

Vgl. Techn. Physik, 1922, Heft 12. Phys. Ztschr. 1922, pag. 463.



1:18

Rotierende Öl-Luftpumpe D.R.P.

Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 120 cbm per Stunde

Photometer aller Systeme

Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.

Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge

Oscillographen

Arthur Pfeiffer
Wetzlar 8
Telegr. Vakupfeif. — Tel. 85 u. 86.

Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall
nach Prof. Gaede
D.R.P. und Auslandspatente

$^1/_{10}$ nat. Gr.

Saugleistung: 15 Liter per Sek.
Vorvakuum: 20 mm

„Vergl. Zeitschrift für Technische Physik, Jahrg. 1923, Nr. 10"

Alleinige Hersteller

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
Köln a/Rhein, Brüderstr. 7

Sonderliste auf Wunsch

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.